Дмитрий Рабунский
Флорентин Смарандаке
Лариса Борисова

НЕЙТРОСОФСКИЕ МЕТОДЫ В ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

2006

НЕЙТРОСОФСКИЕ МЕТОДЫ В ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Дмитрий Рабунский
Флорентин Смарандаке
Лариса Борисова

Департамент Математики
Университет штата Нью-Мексико
Галлуп, Нью-Мексико, США

◊

Под ред. Стивена Дж. Крозерса

Перевод на русский язык
с издания 2005 года
HEXIS Publishers
Феникс, Аризона, США

Эта книга может быть заказана по адресу:

Books on Demand
ProQuest Information and Learning
(University of Microfilm International)
300 N. Zeeb Road
P. O. Box 1346, Ann Arbor
MI 48106-1346, USA
Tel.: 1-800-521-0600 (Customer Service)
http://wwwlib.umi.com/bod/

Эта книга может быть также заказана по адресу:

Publishing Online, Co. (Seattle, Washington State)
http://PublishingOnline.com

Много литературы можно получить бесплатно из научной библиотеки:
http://www.gallup.unm.edu/∼smarandache/eBooks-otherformats.htm

Эта книга рекомендована для публикации:

В. Б. Васанта Кандасами, Департамент Математики, Индийский Институт Технологии, Мадрас, Индия

Гомер Б. Тилтон, Департамент Математики, Пима Колледж, Туксон, Аризона, США

Радий И. Храпко, Физический Факультет, Московский Авиационный Институт, Москва, Россия

Борис М. Левин, Физико-Технический Институт им. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Владимир Н. Ершов, Муллардовская Лаборатория Космических Наук (Лондонский Университетский Колледж), Суррей, Англия

Флорентин Попеску, Университет Крайова, Крайова, Румыния

Под редакцией и с предисловием Стивена Дж. Крозерса

ISBN: 1-931233-06-3

Printed in the United States of America

Оглавление

Предисловие редактора 4

Глава 1. Постановка задачи. Основы нейтрософии

1.1 Постановка задачи 5
1.2 Основы нейтрософии 9
1.3 Предмет нейтрософии 16
1.4 Нейтрософская логика. Происхождение нейтрософии 17
1.5 Определения нейтрософии 21

Глава 2. Траектории и частицы

2.1 Базовое пространство-время Эйнштейна 24
2.2 Стандартный набор траекторий и частиц. Путь расширения этого набора 29
2.3 Введение траекторий изотропно-неизотропного смешанного вида 38
2.4 Частицы, движущиеся вдоль смешанных изотропно-неизотропных траекторий 41
2.5 S-отмена сигнатурных условий. Классификация расширенных пространств 47
2.6 Больше о расширенном пространстве-времени типа IV 60
2.7 Пространство-время типа IV: пространство обитания виртуальных фотонов 69
2.8 Пространство-время типа IV: неквантовая телепортация фотонов 73
2.9 Выводы 79

Глава 3. Связанные частицы и квантовый барьер причинности

3.1 Связанные и несвязанные частицы в Общей Теории Относительности. Постановка задачи 82
3.2 Введение связанных состояний в Общую Теорию Относительности 86
3.3 Квантовый барьер причинности в Общей Теории Относительности 94
3.4 Выводы 97

Литература 101

Предисловие редактора

В этой книге авторы применяют концепции нейтрософской логики к Общей Теории Относительности с целью получить обобщение использованного Эйнштейном четырёхмерного псевдориманова дифференциального многообразия в терминах Смарандаке-геометрии (Смарандаке-многообразия). В результате такого исследования они получают новые классы релятивистских частиц и разрабатывают теорию неквантовой телепортации.

Наиболее перспективным в нейтрософской логике является отмена закона исключенного среднего, что открывает новые уровни истинности, ложности и неопределённости.

Как нейтрософская логика, так и Смарандаке-геометрия, были введены несколько лет назад одним из авторов (Ф. Смарандаке). Ныне использование этих чисто математических теорий в Общей Теории Относительности открывает принципиально новые возможности и перспективы в теории Эйнштейна, неизвестные ранее.

Данное издание, подтверждая то, как близки теоретические возможности теории Эйнштейна к реальным физическим явлениям, и показывая, что четырёхмерный пространственно-временно́й континуум является фундаментальной моделью природы, открывает новую эпоху в экспериментальных исследованиях, основанных на Общей Теории Относительности.

Декабрь 2005 *Стивен Дж. Крозерс*

Глава 1

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВЫ НЕЙТРОСОФИИ

1.1 Постановка задачи

Нейтрософский метод — новый метод научного исследования. Он основан на нейтрософии — теории, созданной в 1995 году Флорентином Смарандаке как обобщение диалектики. Нейтрософия рассматривает любое понятие или идею <A> совместно с её противоположностью (отрицанием) <Анти-A> и спектром промежуточных “нейтральностей” <Нейт-A> (обозначающих понятия или идеи, расположенные между двумя противоположностями <A> и <Анти-A>). Идеи <Нейт-A> и <Анти-A> вместе образуют <Не-A>.

Нейтрософия доказывает, что любая идея <A> имеет тенденцию к нейтрализации и уравновешиванию её идеями <Анти-A> и <Не-A> — к состоянию “равновесия”, см. Послесловие к книге *Нейтрософские диалоги* Смарандаке и Ли [1].

“Я изобрел термин *нейтрософия* в 1995 году в процессе переписки с Чарли Ли. На самом деле нейтрософия возникла из парадоксизма (который я ввёл в 1980-е годы), получившегося из моих усилий охарактеризовать парадокс, который неприменим ни к размытой логике, ни к интуитивистской размытой логике из-за ограничений, возникших из-за того, что сумма компонент должна быть равна 1. Парадоксизм — авангардное направление в науке и искусстве — представляет собой протест против тоталитаризма, основанный на чрезмерном использовании при его создании антитез, антимоний, противоречий, парадоксов. Позднее он был применён к естественным наукам, философии, психологии и т. д. Первой публикацией, в которой упоминалась нейтрософия, была моя книга: *Нейтрософия. Нейтрософская вероятность, множество и логика*, American Research Press, 1998” [2].

“И тогда я ввёл определение нейтрософии. Этимологически *нейтрософия* происходит от латинского *нейтро* — нейтральный, и греческого *софия* — качество, мудрость. Нейтрософия — ветвь философии, которая изучает происхождение, природу и всё разнообразие нейтральностей, как, впрочем, и их взаимодействие со всем разнообразием спектра идей” [4, 5, 6].

Основная задача этого исследования — применить нейтрософский метод к Общей Теории Относительности с целью исследовать новые скрытые возможности и эффекты. Это и является содержанием данной книги.

Эйнштейн говорил: значение Общей Теории Относительности состоит в том, что все свойства мира, которые мы наблюдаем, являются следствиями геометрической структуры пространства-времени. Все остальные постулаты и законы как Общей Теории Относительности, так и её частного случая — Специальной Теории Относительности — можно рассматривать только как следствия геометрии пространства-времени. Это направление — геометризация физики. Все постулаты — “внешние” законы, введённые Эйнштейном, прежде чем этот тезис стал историей, следуют только из геометрии.

Эйнштейн взял в качестве базы Общей Теории Относительности четырёхмерное псевдориманово пространство с сигнатурой $(+---)$ или $(-+++)$, где время имеет размерность 1, в то время как три оставшиеся координаты взяты в качестве пространственных. Эксперименты, начатые Эддингтоном (1919) и продолжающиеся в настоящее время, подтверждают главные выводы теории. Поэтому мы можем принять четырёхмерное псевдориманово пространство в качестве математической базы нашего мира.

Конечно, эта теория не объясняет все современные проблемы физики и астрономии (но и никакая теория не может сделать это). Поэтому, когда эксперимент не укладывается в рамки Общей Теории Относительности, мы должны их расширить. Но даже в этом случае мы осуществляем это расширение, исходя из базисного четырёхмерного псевдориманова пространства.

Одно из главных свойств таких пространств — *свойство непрерывности*, в отличие от дискретных пространств. Это свойство вытекает из того факта, что римановы пространства, будучи обобщениями пространств Евклидовой геометрии, являются непрерывными. Таким образом, если мы рассматриваем две бес-

конечно близкие точки в римановом пространстве, мы можем считать, что между ними имеется бесконечно много других точек. В римановых пространствах не существует никаких разрывов между точками, линиями, поверхностями и подпространствами.

Вследствие этого, в римановых пространствах не существует точек разрыва при пересечении линий, поверхностей или подпространств. Это явление, вытекающее из чистой геометрии, можно сравнить с нумерацией домов при пересечении улиц: каждый угловой дом имеет двойную нумерацию, где один из номеров относится к одной улице, а второй — к другой. Если представить город в виде риманова пространства, то никакое пересечение улиц в этом городе невозможно без двойной нумерации угловых домов. Рассмотрим угловой дом как результат подобных пересечений. Мы видим, что он имеет два одновременно наименования, например, “11 Овечья Улица /23 Волчья Дорога”. Таким образом, угловой дом одновременно указывает на свойства обеих улиц, хотя каждый из соседних с ним домов, “11 Овечья Улица” и “23 Волчья Дорога”, указывает только на свойства той улицы, на которой он расположен.

Нейтрософский метод “позволяет найти совместные свойства несовместимых вещей: т. е., <A>, пересечённое с <Не-A>, отличается от пустого множества, более того: <A>, пересечённое с <Анти-A>, также отличается от пустого множества” [4].

Поэтому рассмотрение свойства непрерывности пространства является основой, дающей большие возможности применения нейтрософского метода в Общей Теории Относительности. В этой книге мы применим нейтрософский метод в следующих направлениях:

Траектории и частицы

Каждая частица в пространстве-времени имеет свою собственную четырёхмерную траекторию (мировую линию), полностью характеризующую эту частицу. Это означает, что каждый вид мировых линий определяет специфический вид частиц. Так как в пространстве-времени существует много видов траекторий, то его заполняют частицы разных видов.

Таким образом, мы будем исследовать множество траекторий (частиц), которые ранее были рассмотрены в рамках Общей

Теории Относительности. Нейтрософский метод позволит обнаружить новые виды траекторий (частиц) “смешанных” видов, обладающих свойствами траекторий (частиц) двух несовместимых типов, которые ранее никогда не исследовались. Например, мы будем исследовать совместно неизотропные и изотропные траектории, соответствующие одновременно как массовым частицам (имеющим ненулевую массой покоя), так и безмассовым (обладающим нулевой массой покоя). В дальнейшем будет показано, что такие неизотропно-изотропные траектории находятся вне базового пространства-времени Общей Теории Относительности, однако частицы такого “смешанного” вида доступны для наблюдения: мы можем видеть их в различных явлениях природы.

Основа Общей Теории Относительности — четырёхмерное псевдориманово пространство — частный случай римановых метрических пространств, в которых пространственная метрика является знакопеременной (что обозначается приставкой “псевдо”). Из-за того, что метрика является знакопеременной, пространство расщепляется на трёхмерные пространственные сечения, “прошитые” осями времени. Все релятивистские законы, подобные преобразованиям Лоренца и т. д., следуют только из знакопеременности метрики пространства. Всего существует 4 сигнатурных условия, определяющих метрику данного типа знакопеременности.

Применение нейтрософского метода к основаниям геометрии ведёт к аксиоме S-отрицания [7, 8, 9, 10], т. е. в том же самом пространстве “аксиома является ложной по меньшей мере двумя разными способами, или является ложной и в то же время истинной. Такие аксиомы, не только в геометрии, но и в других областях, Смарандаке назвал аксиомами отрицания или, для краткости, S-отрицаниями” [11]. В результате можно ввести геометрии, которые содержат обычные точки, обладающие одновременно смешанными свойствами геометрий Евклида, Лобачевского-Бойяи-Гаусса и Римана.

Такие геометрии названы парадоксистскими или геометриями Смарандаке. Например, Азери в своей книге *Smarandache Manifolds* [11] и в статьях [12, 13] ввёл многообразия, в которых содержатся частные случаи таких геометрий.

В этом исследовании мы будем шаг за шагом S-отрицать каждое из четырёх сигнатурных условий в четырёхмерном псев-

доримановом пространстве, следовательно, мы получим 4 вида расширенного пространства-времени Общей Теории Относительности. Как мы увидим в дальнейшем, тип IV расширенного пространства-времени (где 4-ое сигнатурное условие есть S-отрицание) допускает мгновенное перемещение фотонов — телепортацию фотонов, хорошо известную благодаря недавним экспериментам, но не имеющую теоретического объяснения в рамках базового пространства-времени. Мы также покажем, что только расширенное пространство-время типа IV допускает виртуальные фотоны — предсказанные квантовой электродинамикой мгновенно перемещающиеся безмассовые посредники между связанными обычными частицами.

И, наконец, мы заметим: это исследование, использующее только математический аппарат римановой геометрии, не вводит никаких дополнительных уравнений или добавочных физических требований. С этой точки зрения все полученные здесь результаты получены только из геометрической структуры рассмотренных нами четырёхмерных псевдоримановых пространств.

1.2 Основы нейтрософии

Нейтрософия изучает происхождение и природу совокупности нейтральностей, а также их взаимодействие с разнообразным спектром идей. Эта наука рассматривает каждую идею <A>, сбалансированную идеей <Не-A>, как состояние равновесия и спектр нейтральностей между ними в состоянии равновесия.

Нейтрософия включает в себя *нейтрософскую логику*, *нейтрософские множества, являющиеся обобщением размытых множеств*, *нейтрософскую вероятность* и *нейтрософскую статистику*, обобщающие классическую и неточную статистики, соответственно.

Нейтрософская логика является многозначной логикой, в которой каждое предположение оценивается в процентах его истинности, неопределённости и отрицания: в T, I, и F соответственно, где T, I, F являются стандартными или нестандартными подмножествами, включёнными в нестандартный единичный интервал $]^{-}0, 1^{+}[$. Нейтрософская логика представляет собой расширение размытой, интуитивистской и параконсистентной логик.

Этимология

Нейтрософия (французское *neuter*, латинское *neuter* — нейтральный и греческого *sophia* — качество, мудрость — означает знание о нейтральных истинах.

Определение

Нейтрософия представляет собой ветвь философии, изучающей источники, природу и совокупность нейтральностей, а также их взаимодействие с различными спектрами идей.

Характеристики

Этот метод мышления предлагает:

- новые философские тезы, принципы, законы, методы, формулы, движения;
- объясняет необъясняемое, т. е. обращается к парадоксам (Ли, 1996 [14, 15]) и парадоксизмам (Попеску, 2002 [16]);
- рассматривает с различных углов зрения старые концепции, системы, показывающие, что идея, которая верна в данной системе взглядов, может быть неверной с точки зрения другой, и наоборот;
- пытается устроить мир в войне идей и войну в мире идей;
- измеряет стабильность нестабильных систем и нестабильность стабильных систем.

Методы нейтрософского исследования

Математизация (нейтрософская логика, нейтрософская вероятность и статистика, дуализм), обобщение, комплементарность, противоречие, парадокс, тавтология, аналогия, реинтерпретация, комбинация, интерференция, афоризм, лингвистика, междисциплинарность.

Введение в нестандартный анализ

В 1960-е годы Абрахам Робинсон [17] создал *нестандартный анализ* — формализацию анализа и ветвь математической логики, которая чётко определяет бесконечно малые величины.

С неформальной точки зрения бесконечно малые представляют собой некоторые малые числа. Формально говорят, что x есть бесконечно малая тогда и только тогда, когда для всех положительных целых чисел n имеет место $|x| < 1/n$. Пусть $\varepsilon > 0$ является таким бесконечно малым числом. *Гипервещественное множество чисел* есть расширение множества вещественных чисел, включающее классы бесконечно больших чисел и классы бесконечно малых чисел. Рассмотрим нестандартные конечные числа $1^+ = 1+\varepsilon$, где 1 — стандартная часть, ε — её нестандартная часть, а $-0 = 0-\varepsilon$, где 0 — стандартная часть и ε — нестандартная часть.

Таким образом, мы называем $]^-a, b^+[$ нестандартной частью интервала. Очевидно, 0 и 1 и, аналогично, нестандартные числа, бесконечно малые, но меньшие, чем 0, или бесконечно малые, но большие, чем 1, относятся к нестандартному единичному интервалу. На самом деле a определяет монаду, т. е. ряд гипервещественных чисел в нестандартном анализе:

$$(^-a) = \{a - x : x \in R^*, x \text{ — бесконечно малая}\}, \tag{1.1}$$

и подобным образом b^+ является монадой:

$$(b^+) = \{b + x : x \in R^*, x \text{ — бесконечно малая}\}. \tag{1.2}$$

Вообще говоря, левый и правый края нестандартного интервала $]^-a, b^+[$ являются неопределёнными, неточными, сами по себе нестандартными (под)множествами (^-a) и (b^+), как и упомянутые выше.

Комбинация двух ранее приведённых множеств, которую мы назвали бинадой, $^-c^+$:
$(^-c^+) = \{c - x : x \in R^*, x$ — бесконечно малая$\}$, $4\{c + x : x \in R^*$, x — бесконечно малая$\}$, представляет собой открытое множество выколотых точек c.

Конечно, $^-a < a$ и $b^+ > b$. Нет порядка между $^-c^+$ и c.

Нейтрософские компоненты

Пусть T, I, F представляют собой стандартное или нестандартные вещественные подмножества $]^-a, b^+[$. Величины T, I, F не являются с необходимостью интервалами, но могут быть любыми вещественными субъединичными подмножествами: дискретными или непрерывными; единичным элементом, конечным или

(счётным или несчётным) бесконечным; множеством пересечений различных подмножеств и т.п. Они могут также частично перекрываться. Вещественные подмножества могут представлять относительные ошибки в определениях t, i, f (в случае если T, I, F сводятся к точкам).

Здесь T, I, F, названные *нейтрософские компоненты*, будут представлять истинные, неопределённые и ложно определённые величины, относящиеся соответственно к нейтрософии, нейтрософской логике, нейтрософскому множеству, нейтрософской вероятности, нейтрософской статистике.

Такое представление ближе к доводам человеческого разума. Оно характеризует (улавливает) *восприятие* знания или лингвистических неточностей, полученных путём различных наблюдений (это причина того, что T, I, F являются подмножествами — не обязательно единичными элементами). Здесь *неопределённость* обусловлена неполным знанием, наличием ошибок или стохастичностью (причиной, почему I существует), в то время как *неясность* обусловлена недостатком ясных контуров или ограничений (причина того, что T, I, F являются подмножествами и I существует; в частности, для принадлежности к нейтрософским множествам).

Формализация

Обозначим <А> идею или предположение, теорию, событие, концепцию, структуру, <Не-А> — то, что не является <А>, и <Анти-А> — противоположность <А>. Итак, <Нейт-А> означает, что оно не является ни <А> ни <Анти-А>, т. е. нейтральность между двумя крайностями. И <А′> есть версия <А>.

<Не-А> отлично от <Анти-А>.

Пример: Если <А> = белое, то <Анти-А> = чёрное (антоним), но <Не-А> = зелёное, красное, синее, жёлтое, чёрное и т. д. (любой цвет, за исключением белого), в то время как <Нейт-А> = зелёное, красное, синее, жёлтое и т. д. (любой цвет за исключением белого и чёрного), и <А′> = тёмно-белое и т. д. (фактически, любой оттенок белого). <Не-А>, <Не-(Анти-А)>, нейтральности <А> идентичны нейтральностям <Анти-А>. <Не-А> включает в себя <Анти-А> и <Не-А> включает в себя также <Нейт-А>,

итак:

> Пересечение <A> с <Анти-A> равно пустому множеству;
>
> Пересечение <A> с <Не-A> равно пустому множеству;
>
> <A>, <Не-A> и <Анти-A> разъединены между собой;
>
> <Не-A> представляет собой законченность <A> по отношению к универсальному множеству.

Главный принцип

Между идеей <A> и её противоположностью <Анти-A> существует непрерывно-разрывный спектр нейтральностей <Нейт-A>.

Фундаментальный тезис

Любая идея <A> является T% верной, I% — неопределённой и F% — ложной, где подмножества T, I, F включены в нестандартный интервал $]^{-}0, 1^{+}[$.

Главные законы

Пусть <∀> является свойством, (T, I, F) и $]^{-}0, 1^{+}[^{3}$. Тогда:

- Имеется предположение <P> и система отношений R, такая, что <P> является T% <∀>, I% — неопределённость, или <Нейт-∀>, и F% — <Анти-∀>;
- Для любого предположения <P> существует система отношений R, такая, что <P> представляет собой T% <∀>, I% — неопределённость, или <Нейт-∀> и F% <Анти-∀>;
- <∀> есть некоторая степень <Анти-∀>, в то время как <Анти-∀> — некоторая степень <∀>.

Поэтому: для каждого предположения <P> имеются системы отношений R_1, $R_2, \ldots$, такие, что <P> выглядит по-разному в каждом из них — достигая всех возможных состояний от <P> к <Не-P> до <Анти-P>.

И, как следствие, для любых двух предположений <M> и <N> существуют две системы отношений R_M и R_N, соответственно, такие что <M> и <N> выглядят одинаково.

Системы отношений подобны зеркалам различной кривизны, отражающим предположения.

Девизы

— Всё возможно, невозможное тоже!

— Нет ничего совершенного, даже самое совершенное!

Фундаментальная теория

Каждая идея <A> имеет тенденцию к нейтрализации, уменьшению, уравновешиванию <Не-А> идеями (которые включают, помимо гегелевского <Анти-А>, также <Нейт-А>) — как состояние равновесия. Между <A> и <Анти-А> существует бесконечно много <Нейт-А> идей, которые могут уравновешивать <A> без необходимости <Анти-А> версий.

Для нейтрализации идеи необходимо исследовать её со всех трёх сторон: смысла (истины), бессмысленности (ложности) и нерешаемости (неопределённости) — тогда будет их противоположность (объединение). После этого идея будет классифицироваться как нейтральная.

Отличия от других философских концепций и теорий

a) Нейтрософия основана не только на анализе противоположных предположений, как это делается в *диалектике*, но также на анализе существующих между ними нейтральностей;

b) В то время как *эпистемология* исследует пределы знаний и законность разных утверждений, нейтрософия обходит эти барьеры и рассматривает собственно предмет <E> под увеличительным стеклом, не только определяя свойства этого предмета и условия, в которых он находится, но также целый спектр вещей <E′>, относящийся к данному <Нейт-E>. Эпистемология исследует философские противоположности, например, <E> против <Анти-E>, нейтрософия исследует <Нейт-E> против <E> и против <Анти-E>, что фактически означает логику, основанную на нейтральностях;

c–d) *Нейтральный монизм* утверждает, что истинная реальность не является ни физической, ни ментальной. Нейтрософия отстаивает более чем плюралистическую точку зрения: бесконечно много отдельных и истинных реальностей, составляющих мир;

e) *Герметизм* — это искусство или наука интерпретации, в то время как нейтрософия порождает также новые идеи и анализирует широкий спектр поля идей при балансировании нестабильных систем и небалансировании стабильных систем;

f) *Philosophia Perennis* указывает на общность истины противоречивых точек зрения, нейтрософия объединяет также истины с нейтральностями;

g) *Фаллибилизм* (подверженность ошибкам) приписывает неопределённость каждому классу утверждений или предположений, в то время как нейтрософия принимает 100% истинных утверждений и также 100% ложных утверждений — более того, определяет, в какой системе отношений процент неопределённости приближается к нулю или к 100.

Эволюция идеи

<A> в мире является не циклической (как сказал Маркс), а непрерывной, узловатой, безграничной:

<Нейт-A> = существующей идейной основе, ещё до возникновения <A>;

<Пре-A> = до-идее, предшественнице <A>;

<Пре-A′> = спектру версий <Пре-A>;

<A> = самой идее, которая неявно порождает <Не-A> = тому, что находится вне <A>;

<A′> = спектру версий <A> после (не)интерпретаций, (не)понимания различными людьми, школами, культурами;

<A/Нейт-A> = спектру <A> производных (отклонений), так как <A> частично смешивает-отделяет первые с нейтральными идеями;

<Анти-A> = идее, строго противоположной <A>, развитой внутри <Не-A>;

<Анти-A′> = спектру версий <Анти-A> после (не)интерпретаций, (не)понимания различными людьми, школами, культурами;

<Анти-A/Нейт-A> = спектру <Анти-A> производных (отклонений), который означает, что частное <Анти-A> и

частное <Нейт-A> объединены в различных процентных соотношениях;

<A′/Анти-A′> = спектру производных (отклонений) после смешивания спектров <A′> и <Анти-A′>;

<Пост-A> = после <A>, пост-идея, окончательность;

<Пост-A′> = спектру <Пост-A> версий;

<Нео-A> = <A>, полученной на новом пути, на другом уровне, в новых условиях, на поворотах необычного пути исследований, в периоды эволюции и инволюции, обращаясь к прошлому; жизнь <A> возобновляется.

“Спираль” эволюции Маркса заменена более сложной дифференциальной кривой, то поднимающейся, то опускающейся, имеющей узлы — так как эволюция включает в себя также и циклы инволюции.

Это — *динафилософия* = изучению бесконечных путей идей.

<Нео-A> имеет более широкую сферу (включающую в себя, помимо частей старой <A>, части <Нейт-A>, полученные из предыдущих), содержит больше характеристик, является более неоднородной (после её комбинаций с различными идеями <Не-A>). Однако <Нео-A> как целое само по себе имеет тенденцию сделать свое содержание однородным, и, таким образом, сделать смесь с другими идеями неоднородной.

И, далее, пока предыдущая идея <A> достигает точки, где она парадоксальным образом соединяется с <Не-A>, будучи неотличимой от целого. И это — точка, где идея умирает, так как её нельзя отличить от других. Целое разламывается, потому что движение является его характеристикой во множественности новых идей (некоторые из них содержат зёрна <A>), которые начинают свою жизнь похожим путём.

Таким образом, с течением времени <A> смешивается с <Нейт-A> и <Анти-A>.

1.3 Нейтрософские субъекты

1. Нейтрософская топология, включая нейтрософские метрические и гладкие топологические пространства.
2. Нейтрософские числа и арифметические операции, включая различные упорядочивающие процедуры для нейтро-

софских чисел.

3. Негладкие множества, нейтрософски негладкие множества, негладкие нейтрософские множества.
4. Нейтрософские структуры отношений, включая уравнения отношений, нейтрософские отношения подобия и нейтрософские упорядочивания.
5. Нейтрософская геометрия.
6. Неопределённость теорий, включая возможность и необходимость теорий, правдоподобие и достоверность измерений, неточность вероятности.
7. Логические операции, включая n-нормы, n-конормы, нейтрософские импликаторы, нейтрософские количества.
8. Измерения нейтрософикации.
9. Денейтрософикация техники.
10. Нейтрософские измерения и нейтрософские интегралы.
11. Нейтрософские многозначные картирования.
12. Нейтрософские дифференциальные вычисления.
13. Нейтрософская математическая топология.

Приложения:

Нейтрософские базы данных отношений, нейтрософский стиль оформления, нейтрософские лингвистические переменные, нейтрософское решение построения и предпочтение структур, нейтрософские экспертные системы, нейтрософская теория достоверности, нейтрософские компьютерные программы, нейтрософские методы в интернете, электронной коммерции и электронном обучении.

1.4 Нейтрософская логика. Источник нейтрософии

В качестве альтернативы существования логики мы предлагаем неклассическую логику, которая представляет собой математическую модель неопределённости, неясности, двусмысленности, неточности, неопределимости, незнания, неполноты, непоследовательности, избыточности, противоречия.

Определение

Логика, в которой каждое предположение является ограниченным, имеет процентную долю истины в подмножестве T, процентную долю неопределённости в подмножестве I и процентную долю ложности в подмножестве F, где T, I, F определены выше, названо *нейтрософской логикой*.

Мы используем подмножество истинности (неопределённости, ложности) вместо них самих, так как во многих случаях мы не в состоянии точно определить процентное соотношение истинности и ложности, но можем сделать это приблизительно: например, предполагаем, что доля истины лежит в интервале 30–40%, а доля ложности — в интервале 60–70%, даже хуже: между 30–40% или 45–50% находится истина (в соответствие с различными аналитическими выводами) и 60% или 66–70% составляет ложь.

Подмножества не являются с необходимостью интервалами, но представляют собой любые множества (дискретные, непрерывные, открытые или закрытые или наполовину открытые — наполовину закрытые интервалы пересечения или объединения предыдущих множеств и т. д.) в соответствии с данными предположениями.

В частных случаях этой логики подмножество может содержать только один элемент.

Константы: (T, I, F) — истинные величины, где T, I, F являются стандартными или нестандартными подмножествами нестандартного интервала $]^-0, 1^+[$ где $n_{inf} = \inf \mathrm{T} + \inf \mathrm{I} + \inf \mathrm{F} \geqslant 0$, и $n_{sup} = \sup \mathrm{T} + \sup \mathrm{I} + \sup \mathrm{F} \leqslant 3^+$.

Атомные формулы: a, b, c, . . .

Произвольные формулы: A, B, C, . . .

Нейтрософская логика — формальная система, пытающаяся измерить истину, неопределённость и ложь. Существует много нейтрософских способов измерения (Дезерт, 2002 [18]).

История

Классическая логика, называемая также бивалентной, так как использует только два значения 0, 1, или “булевой” по имени британского математика Джорджа Буля (1815–1864), была названа философом Квином в 1981 году “святая простота” [19].

Пайрс ранее 1910 года создал семантику для трёхзначной логики в неопубликованной работе, на которую однако ссылается в своей диссертации Эмиль Пост (1920-е годы) как на первоисточник трёхзначной логики. Здесь 1 обозначает истину, 1/2 — неопределённость и 0 — ложь. Эту работу изучал также Рейхенбах — лидер логического эмпиризма.

Трёхзначная логика была применена Халдоманом в 1949 году [20], Кёрнером в 1960 году [21], Тай в 1994 году [22] решил Соритос парадокс. Они использовали таблицы истины, подобные клейновским, но все их результаты зависели от определения весомости.

Трёхзначная параконсистентная система (LP) имеет значения: "истина", "ложь" и "истина и ложь одновременно". Метафизика Древней Индии рассматривала четыре возможных значения утверждения: "истинный (только)", "ложный (только)", "истинный и ложный одновременно" и "ни истинный, ни ложный"; Дж. М. Дюн в 1976 году [23] формализовал их в виде четырёхзначной параконсистентной системы как первой степени охвата семантики.

Буддистская логика добавила пятое значение к вышеуказанным, "никакой из них" (названное *catushkoti*).

Многозначная или многовалентная логика 0, $\mathrm{a}_1, \ldots, \mathrm{a}_n$, 1 была развита Лукасиевичем, в это же время Пост создал m-значное исчисление.

Многозначная логика была заменена Гоквеном в 1969 году [24] и Задехом в 1975 году [25, 26] бесконечнозначной (бесконечной мощности, как в классическом математическом анализе и классической теории вероятности), названной "размытой логикой", где истинное значение может быть числом в закрытом единичном интервале [0, 1]. Размытое множество было введено Задехом в 1975 году.

Мы обобщаем размытую логику трансцендентной, названной "нейтрософской логикой": здесь интервал [0, 1] расширен, т. е. процентные доли истины, неопределённости и ложности аппроксимируются нестандартными подмножествами — но не отдельными числами, и эти подмножества могут частично покрывать и превосходить единичный интервал в смысле нестандартного анализа; верхние суммы и нижняя сумма, $n_{sup} = \sup \mathrm{T} + \sup \mathrm{I} + \sup \mathrm{F} \in]\,^-0, 3^+[$, могут быть больше 3 или 3^+, в то время как $n_{inf} = \inf \mathrm{T} + \inf \mathrm{I} + \inf \mathrm{F} \in]\,^-0, 3^+[$, может быть меньше 0

или -0.

Идея тройственности (истина, ложь, неопределённость) появилась в 1764 году, когда Дж. Х. Ламбер исследовал достоверность показаний одного очевидца, на которого воздействовали противоположные показания другого. Он обобщил правило Хупера комбинации очевидности (1680-е годы), которое было небайезианским приближением поиска вероятностной модели. Коопман в 1940-е годы ввёл понятие низкой и высокой вероятности, впоследствие Гоод и Демпстер в 1967 году [27] вывели правило комбинирования двух аргументов. Шафер в 1976 году [28] расширил его до теории функций достоверности Демпстера-Шафера для определения функций достоверности и вероятности и использования правила интерференции Демпстера для комбинирования двух очевидностей, исходящих от двух разных источников. Функция достоверности представляет собой связь между размытым рассуждением и вероятностью. Теория функций достоверности Демпстера-Шафера представляет собой обобщение байезианской вероятности (Байез, 1760-е годы, Лаплас, 1780-е годы); она использует математическую вероятность в более общем виде и основывается на вероятностной комбинации очевидности в искусственном интеллекте.

У Ламбера “существует вероятность p того, что очевидец будет достоверным и точным, вероятность q, что он будет лживым, и вероятность $1 - p - q$, что он будет просто невнимательным”, в соответствии с Шафером [29]. Следовательно, три компоненты: точность, ошибочность, невнимательность, составляют в сумме 1.

Ван Фраассен [30], пытаясь решить Соритос-парадох, ввёл семантику супероценки, следуя Думетту (1975 год) [31] и Файну (1975 год) [32]. Все они являются сторонниками тройственности при рассмотрении неясного предсказания, которое, имея граничные случаи, является для них неопределяемым. Ван Фраассен назвал неясное предсказание “совокупность” и расширил его позитивно для тех объектов, к которым предсказание применяется определённо, и негативно для тех объектов, к которым его нельзя применить определённо. Оставшаяся граница между объектами была названа “полутенью”. Резкая грань между этими двумя расширениями для Соритос-предсказаний не существует. Индуктивный довод здесь также является не более значащим; если S является Соритос-предсказанием, предположе-

ние $\exists\, n\,(\mathrm{Sa}_n - \mathrm{Sa}_{n+1})$ является ложным. Таким образом, предсказание совокупность (позитивное расширение) = истинно, совокупность (негативное расширение) = ложно, совокупность (полутень) = неопределённо.

Нариньяни в 1980 году [33] использовал тройственность, чтобы определить то, что он назвал "неопределённым подмножеством", а Атанасов в 1982 году [34] продолжил исследование тройственности и дал пять обобщений размытых множеств, исследовал их свойства и приложения к нейтральным сетям в медицине:

a) **Интуиционистское размытое множество (IFS):** данная вселенная E, IFS A над E, представляет собой множество упорядоченных утроений <вселенная-элемент, степень-общности-с-A(M), степень-необщности-с-A(N)> такова, что $\mathrm{M} + \mathrm{N} \leqslant 1$ и $\mathrm{M}, \mathrm{N} \in [0, 1]$. Если $\mathrm{M} + \mathrm{N} = 1$ — размытое множество и $\mathrm{M} + \mathrm{N} < 1$, существует неопределённость $\mathrm{I} = -\mathrm{M} - \mathrm{N}$.

b) **Интуиционистское L-размытое множество (ILFS):** сходно с IFS, но M и N принадлежат фиксированной решетке L.

c) **Интервал-значимое интуитивистское размытое множество (IVIFS):** сходно с IFS, но M и N — подмножества [0, 1] и $\sup \mathrm{M} + \sup \mathrm{N} \leqslant 1$.

d) **Интуиционистское размытое множество второго типа (IFS2):** сходно с IFS, но $\mathrm{M}^2 + \mathrm{N}^2 \leqslant 1$. M и N лежат внутри верхней правой четверти единичного круга.

e) **Временное IFS:** сходно с IFS, но M и N являются также функциями времени.

Нейтрософская логика представляет собой попытку объединить многие логики в единое поле. Однако слишком сильное обобщение не всегда имеет практическое значение. Попытки такого объединения известны в истории науки.

1.5 Определения нейтрософии

Нейтрософская логика является более общей базой, обобщающей многие существующие логики. Основная идея нейтрософской логики — охарактеризовать каждое логическое утверждение в 3D-нейтрософском пространстве, где каждое измерение

пространства представляет соответственно истину (T), ложь (F), неопределённость (I) рассматриваемого утверждения, где T, I, F являются стандартными или нестандартными вещественными подмножествами $]^{-}0, 1^{+}[$.

Для программного обеспечения инженерных расчётов можно использовать классический единичный интервал $[0, 1]$. T, I, F являются независимыми компонентами, допускающими возможность неполной информации (где их верхняя сумма < 1), параконсистентной или противоречивой информации (где верхняя сумма > 1) или полной информации (сумма компонент $= 1$).

Пример: утверждение может быть истинным между $[0.4, 0.6]$, неопределённым между $\{0.1\}$ и (0.15,0.25) и ложным как для 0.4, и так и для 0.6.

Нейтрософское множество. Пусть U — множество суждений, а M — подмножество, принадлежащее U. Элемент x из U определяется по отношению к множеству M как x(T, I, F) и относится к M следующим образом: t% истинно в множестве, i% — неопределённо (неизвестно, имеет ли оно место) в множестве и f% — ложно, где t изменяется в T, i изменяется в I, f изменяется в F. Статистически T, I, F представляют собой подмножества, но динамически они являются функциями-операторами, зависящими от многих известных и неизвестных параметров.

Нейтрософская вероятность представляет собой обобщение классической вероятности и неточной вероятности, в которой шанс, что событие A имеет место, составляет t% истинно — где t принадлежит подмножеству T, i% неопределённо — где i принадлежит подмножеству I и f% ложно — где f принадлежит подмножеству F. В классической вероятности n_sup[1, в то время как в нейтрософской n_sup[3^{+}. В неточной вероятности вероятность каждого события является подмножеством T_$[0, 1]$, но не числом $p\ \chi\ [0, 1]$, предполагается, что расположенное слева является противоположным, подмножество F (также из единичного интервала $[0, 1]$); в неточной вероятности i отсутствует неопределённое подмножество I.

Нейтрософская статистика представляет собой анализ событий, описываемых нейтрософской вероятностью. Функция x, моделирующая нейтрософскую вероятность выбранных наугад переменных, названа нейтрософским распределением: $\mathrm{NP}(x) = \big(\mathrm{T}(x), \mathrm{I}(x), \mathrm{F}(x)\big)$, где $\mathrm{T}(x)$ представляет собой вероятность того, что величина x имеет место, $\mathrm{F}(x)$ — вероятность того, величина x

не имеет место и $\mathrm{I}(x)$ — неизвестность (неизвестная вероятность) значения x.

Нейтрософия является новой ветвью философии, изучающей происхождение, природу и диапазон нейтральностей, а также их взаимодйствие с различными спектрами идей. Нейтрософия была введена Смарандаке в 1995 году. Эта теория рассматривает каждое понятие или идею <A> вместе с её противоположностью или отрицанием <Анти-A> и спектром “нейтральностей” <Нейт-A> (т. е. понятий или идей, находящихся между двумя крайними значениями, не поддерживающими ни <A> ни <Анти-A>). Идеи <Нейт-A> и <Анти-A> вместе относятся к <Не-A>. В соответствии с этой теорией, каждая идея <A> имеет тенденцию к нейтрализации и уравновешиванию её идеями <Анти-A> и <Не-A> — как к состоянию равновесия.

Нейтрософия является базой нейтрософской логики, нейтрософского множества, нейтрософской вероятности и статистики, используемой в инженерных приложениях (в особенности для программного обеспечения и информационной размытости), медицине, военном деле, кибернетике, физике.

Глава 2

ТРАЕКТОРИИ И ЧАСТИЦЫ

2.1 Базовое пространство-время Эйнштейна

Что такое четырёхмерное псевдориманово пространство, которое представляет собой базовое пространство-время Общей Теории Относительности?

Хорошо известно, что евклидова геометрия основана на пяти постулатах Евклида:

1. Между двумя данными точками существует интервал, соединяющий их.
2. Расстояние можно продолжить неограниченно.
3. Можно построить круг, если даны его центр и точка вне его.
4. Все прямые углы равны между собой.
5. Если прямая линия, пересекающая две другие прямые линии, образует внутренние углы с той стороны, где их сумма меньше, чем двух прямых, две прямые линии, если их бесконечно продолжить, пересекутся с той же стороны, с которой сумма углов меньше двух прямых.

Неевклидовы геометрии получены как результат отказа от некоторых аксиом евклидовой геометрии. Применяются три основных типа неевклидовых геометрий — Лобачевского-Бойяи-Гаусса, Римана и Смарандаке. Их можно проиллюстрировать на следующем примере: рассмотрим два луча, соединённых обычным перпендикуляром. В пространстве евклидовой геометрии лучи бесконечно параллельны, (т. е. они никогда не пересекутся). В геометрии Лобачевского-Бойяи-Гаусса лучи расходятся. Такое пространство известно как гиперболическое (от греч.

hyperballein — “запредельный”). В пространстве геометрии Римана лучи сходятся и пересекаются. Такое пространство известно как эллиптическое (от греч. *elleipein* — “круто падающий”).

В пространстве геометрии Смарандаке мы можем иметь вместе два или три рассмотренных случаев геометрии, т. е. или лучи, бесконечно параллельные в подпространстве, или лучи, расходящиеся в другом подпространстве, или другие лучи, сходящиеся в другом подпространстве того же самого пространства.

Вторая аксиома Евклида допускает, что интервал можно продлить бесконечно. Пятая аксиома утверждает, что если линия пересекает две другие так, что два угла, образованных линией пересечения с одной стороны, в сумме меньше, чем два прямых, другие линии, если их продолжить бесконечно, пересекутся с той же стороны.

В геометрии Лобачевского-Бойяи-Гаусса (гиперболической) пятая аксиома отрицается. В римановой (эллиптической) геометрии пятая аксиома Евклида, приведённая выше, формально выполняется, так как не существует линий, параллельных данной. Но если понимать пятую аксиому в более широком смысле, таким образом, что “через точку, расположенную вне прямой, можно провести только одну линию, параллельную данной”, пятая аксиома отрицается также и в геометрии Римана. Кроме пятой аксиомы, вторая также отрицается в геометрии Римана, так как в ней прямые линии или замкнуты или, напротив, являются линиями бесконечной длины, но тогда все другие прямые имеют также бесконечную длину.

Так как практически невозможно измерить, как далеко уходят отдельные лучи, распространяющиеся на миллионы миль, вполне можно допустить, что люди живут в неевклидовой Вселенной. Так как интуиция развивается на базе относительно ограниченных наблюдений, нельзя доверять этим взглядам. В таком мире железнодорожные рельсы могут быть равноудалёнными, но не обязательно прямыми линиями” [35].

Чтобы наглядно проиллюстрировать наилучшим образом типы римановых геометрий, рассмотрим сумму углов треугольника. Так, она равна 180° в евклидовой геометрии, меньше, чем 180°, в гиперболической и больше, чем 180°, в эллиптической. В геометриях Смарандаке сумма углов треугольника может быть 180° в одном подпространстве и меньше или больше 180° в другом, так как эти геометрии могут быть частично евклидовыми

и частично неевклидовыми или другими с суммой углов треугольника равной 180°. На самом деле, евклидова геометрия — геометрия на плоскости. Геометрия Лобачевского-Бойяи-Гаусса — геометрия на гиперболической поверхности. Геометрия Римана — на поверхности сферы. Геометрии Смарандаке — геометрии, пространства которых включают в качестве подпространств их комбинации. Риманова геометрия представляет собой обобщение геометрии Римана, поэтому в пространстве римановой геометрии (мы рассматриваем пространство n измерений):

1) Дифференцируемое поле является невырожденным симметрическим тензором второго ранга $g_{\alpha\beta}$

$$g_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} g_{00} & g_{01} & \cdots & g_{0n} \\ g_{10} & g_{11} & \cdots & g_{1n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ g_{n0} & g_{n1} & \cdots & g_{nn} \end{pmatrix}, \tag{2.1}$$

$$g_{\alpha\beta} = g_{\beta\alpha}\,, \tag{2.2}$$

$$g = \det \|g_{\alpha\beta}\| \neq 0\,, \tag{2.3}$$

следовательно, расстояние ds между двумя бесконечно близкими точками в пространстве задается невырожденной квадратичной дифференциальной формой

$$ds^2 = \sum_{1 \leqslant \alpha,\beta \leqslant n} g_{\alpha\beta}(x)\, dx^\alpha dx^\beta = g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha dx^\beta, \tag{2.4}$$

известной как риманова метрика. В соответствии с данным определением, тензор $g_{\alpha\beta}$ называется фундаментальным метрическим тензором, а его компоненты определяют геометрическую структуру пространства;

2) Пространственная кривизна может принимать разные численные значения для разных точек пространства.

На самом деле пространство геометрии Римана — это пространство римановой геометрии, кривизна которого постоянна и имеет положительный знак [36].

В частном случае, когда фундаментальный метрический тен-

зор $g_{\alpha\beta}$ имеет строго диагональную форму

$$g_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 1 \end{pmatrix}, \qquad (2.5)$$

риманово пространство становится евклидовым.

Псевдоримановы пространства представляют собой особый вид римановых пространств, в которых фундаментальный метрический тензор $g_{\alpha\beta}$ (как и риманова метрика ds^2) является знакопеременным: численные значения диагональных компонент метрического тензора имеют разные знаки, например

$$g_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 1 & g_{01} & \dots & g_{0n} \\ g_{10} & -1 & \dots & g_{1n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ g_{n0} & g_{n1} & \dots & -1 \end{pmatrix}. \qquad (2.6)$$

Приставка "псевдо" используется здесь, чтобы отличать римановы пространства со знакопеременной метрикой от римановых пространств, метрика которых является знакоопределённой.

Эйнштейновское базовое пространство Общей Теории Относительности — это четырёхмерное псевдориманово пространство знакопеременной сигнатуры $(+---)$ или $(-+++)$, в котором одно измерение является временны́м $x^0 = ct$, а три других $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$ относятся к трёхмерному пространству, так что метрика пространства имеет вид

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha dx^\beta = g_{00}\, c^2 dt^2 + 2g_{0i}\, c\, dt\, dx^i + g_{ik}\, dx^i dx^k. \qquad (2.7)$$

Вообще говоря, нет принципиальной разницы в том, какую сигнатуру использовать — $(+---)$ или $(-+++)$. Каждая из них имеет свои преимущества и недостатки. Например, Ландау и Лифшиц в своей *Теории поля* [37] используют сигнатуру $(-+++)$, где временна́я координата является является мнимой, в то время как пространственные координаты вещественны, так что трёхмерный *координатный импульс* (пространственная часть четырёхмерного вектора импульса) является вещественным. Мы,

следуя Эддингтону [38], используем сигнатуру $(+---)$, где временна́я координата является вещественной, а три пространственные — мнимыми, поэтому в этом случае трёхмерный *наблюдаемый импульс*, являющийся проекцией четырёхмерного вектора импульса на пространство наблюдателя, является мнимым. Однако всё это — только чисто математические приемы, созданные для достижения определённых удобств при расчётах и представления результатов в наиболее наглядном виде.

В частном случае, когда фундаментальный метрический тензор $g_{\alpha\beta}$ четырёхмерного псевдориманова пространства имеет строго диагональную форму

$$g_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \tag{2.8}$$

пространство становится четырёхмерным псевдоевклидовым. Его метрика принимает вид

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha dx^\beta = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2. \tag{2.9}$$

Такое четырёхмерное псевдоевклидово пространство известно как пространство Минковского, так как оно был впервые введено им. Пространство Минковского — базовое пространство-время Специальной Теории Относительности.

В общем случае четырёхмерное псевдориманово пространство является искривлённым, неоднородным, гравитирующим, вращающимся и деформирующимся (анизотропным* может быть любое из этих свойств).

Первое свойство означает, что пространство может обладать ненулевой кривизной. Здесь возможны четыре случая: 1) отличны от нуля и четырёхмерная кривизна $K \neq 0$ и трёхмерная кривизна $C \neq 0$; 2) отлична от нуля четырёхмерная кривизна $K \neq 0$, а трёхмерная кривизна равна нулю: $C = 0$; 3) четырёхмерная кривизна равна нулю $K = 0$, а трёхмерная отлична от нуля $C \neq 0$; 4) равны нулю и четырёхмерная кривизна $K = 0$ и трёхмерная кривизна $C = 0$.

---

*Анизотропия означает наличие преимущественных направлений (т.е. не все направления равноправны).

Пространственная неоднородность означает, что символы Кристоффеля (коэффициенты связности) не равны нулю.

Существование гравитационного потенциала* ведёт к неоднородности отсчёта времени — значения нулевой компоненты g_{00} пространственного фундаментального метрического тензора $g_{\alpha\beta}$ различны в каждой точке пространства.

Если пространство вращается, пространственно-временные (смешанные) компоненты g_{0i} фундаментального метрического тензора отличны от нуля. С геометрической точки зрения это означает, что линии времени локально неортогональны к трёхмерным пространственным сечениям. Такие пространства известны как *неголономные*, в отличие от *голономных* (невращающихся) пространств.

Если пространство деформируется, то его метрика нестационарна, следовательно, производная от пространственных компонент метрического тензора по времени отлична от нуля (в различных направлениях).

Все свойства пространства связаны друг с другом различными соотношениями, следующими из римановой геометрии.

2.2 Стандартный набор траекторий и частиц. Путь расширения этого набора

Каждая частица имеет собственную четырёхмерную траекторию (мировую траекторию) в четырёхмерном псевдоримановом пространстве-времени. Не существует двух различных частиц, имеющих ту же самую мировую траекторию. Таким образом, собственная траектория частицы характеризует все особые свойства частицы, движущейся вдоль неё, отличающие эту частицу от других частиц, принадлежащих пространству-времени. Следовательно, сколько особых видов траекторий существует в пространстве-времени, столько видов частиц обитает в нём.

С чисто математической точки зрения каждая мировая траектория характеризуется четырёхмерными векторами (мировыми

---

*Нужно заметить, что наличие гравитационного потенциала не означает с необходимостью, что гравитационные силы также имеют место. Например, в однородном гравитационном поле потенциал может быть очень большим, но силы гравитации (градиент потенциала) отсутствуют вследствие однородности гравитационного поля, так как сила определяется производной от потенциала по пространственным координатам.

векторами):

1) Вектор Q^α, касательный к ней в каждой её точке;
2) Вектор N^α, ортогональный к ней в каждой её точке.

Первый из них — производная от мировых координат, направленная вдоль траектории и взятая по параметру ρ, который возрастает монотонно и является ненулевым

$$Q^\alpha = \varepsilon \frac{dx^\alpha}{d\rho}\,, \qquad \alpha = 0,1,2,3 \tag{2.10}$$

здесь ε — параметр в каждой точке траектории частицы, движущейся вдоль неё. Таким образом, параметр ε должен быть скаляром, который является инвариантом подобно массе покоя и т. д. Второй вектор, ортогональный к траектории, является абсолютной производной от вектора Q^α

$$N^\alpha = \frac{\mathrm{D}Q^\alpha}{d\rho} = \frac{dQ^\alpha}{d\rho} + \Gamma^\alpha_{\mu\nu} Q^\mu \frac{dx^\nu}{d\rho}\,. \tag{2.11}$$

Абсолютный дифференциал $\mathrm{D}Q^\alpha$ отличается от обычного дифференциала dQ^α наличием символов Кристоффеля 2-го рода $\Gamma^\alpha_{\mu\nu}$ — коэффициентов связности данного риманова пространства. Символы Кристоффеля 2-го рода вычисляются из символов Кристоффеля 1-го рода (коэффициентов связности) $\Gamma_{\mu\nu,\rho}$ и являются функциями первых производных от фундаментального метрического тензора $g_{\alpha\beta}$

$$\Gamma^\alpha_{\mu\nu} = g^{\alpha\rho}\,\Gamma_{\mu\nu,\rho}\,, \quad \Gamma_{\mu\nu,\rho} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial g_{\mu\rho}}{\partial x^\nu} + \frac{\partial g_{\nu\rho}}{\partial x^\mu} - \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^\rho}\right). \tag{2.12}$$

Движение частицы в римановом пространстве, в частности, — в четырёхмерном псевдоримановом, представляет собой параллельный перенос четырёхмерного вектора частицы Q^α, касательного к её траектории. При этом вектор N^α, нормальный к траектории частицы, также переносится параллельно. Параллельный перенос в римановых пространствах является переносом в смысле Леви-Чивита, при котором квадрат параллельно переносимого вектора остается неизменным вдоль всего пути переноса.

$$Q_\alpha Q^\alpha = \mathrm{const}, \tag{2.13}$$

$$N_\alpha N^\alpha = \mathrm{const}. \tag{2.14}$$

Траектории движения частиц бывают *геодезические* или *негеодезические*. Геодезическая — это траектория, представляющая собой кратчайший путь между любыми двумя точками. Законы механики (как классической, так и релятивистской) устанавливают, что под действием гравитационного поля частица движется вдоль кратчайшей (геодезической) линии. Такой вид движения известен как *геодезическое движение*. Если на частицу воздействуют дополнительные силы негравитационной природы, они отклоняют частицу от её геодезической траектории, так что её движение становится негеодезическим.

Уравнения движения вдоль геодезических мировых траекторий (*уравнения геодезических*) означают выполнение условия $N^{\alpha}=0$, т. е.

$$\frac{dQ^{\alpha}}{d\rho}+\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu}Q^{\mu}\frac{dx^{\nu}}{d\rho}=0\,, \tag{2.15}$$

а уравнения движения вдоль негеодезических мировых траекторий $N^{\alpha}\neq 0$ содержат в правой части отклоняющую "негеодезическую" силу.

Вообще говоря, все мировые траектории можно разделить на несколько типов в зависимости от численного значения четырёхмерного интервала ds вдоль каждой из них: $ds^2>0$, $ds^2=0$ или $ds^2<0$. Тогда, рассматривая возможные траектории, мы получаем стандартный набор из трёх типов известных траекторий. На самом деле, это — три разных области базового пространства-времени, каждая из которых имеет свои мировые траектории и связанные с ними частицы особого типа, свойственного каждой из этих областей. Таким образом, мы имеем:

Неизотропные вещественные траектории, расположенные "внутри" светового гиперконуса на хорошо известной диаграмме Минковского. Вдоль этих траекторий квадрат пространственно-временнóго интервала $ds^2>0$, следовательно, сам интервал ds является вещественным. Это траектории обычных массовых частиц, обладающих ненулевой массой покоя $m_0>0$ и движущихся с досветовыми скоростями $\mathrm{v}<c$, так что их релятивистские массы $m=\dfrac{m_0}{\sqrt{1-\mathrm{v}^2/c^2}}$ являются вещественными. Каждая частица, движущаяся вдоль такой траектории, характеризуется четырёхмерным вектором импульса P^{α}

$$P^{\alpha}=m_0\frac{dx^{\alpha}}{ds}=\frac{m}{c}\frac{dx^{\alpha}}{d\tau}\,, \tag{2.16}$$

касательным к траектории в любой её точке. Квадрат этого вектора является постоянным, как и квадрат любого вектора, который параллельно переносится в римановом пространстве, а его длина $\sqrt{P_\alpha P^\alpha}$ равна массе покоя частицы

$$P_\alpha P^\alpha = m_0^2 g_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{ds}\frac{dx^\beta}{ds} = m_0^2 = \mathrm{const}\,. \tag{2.17}$$

Изотропные траектории, расположенные на поверхности светового гиперконуса, являются траекториями частиц с нулевой массой покоя (безмассовые светоподобные частицы), движущихся со скоростью света $\mathrm{v} = c$. Релятивистская масса $m = \dfrac{m_0}{\sqrt{1-\mathrm{v}^2/c^2}}$ и энергия $E = mc^2$ любой безмассовой частицы представляют собой неопределённости типа $\frac{0}{0}$. Фотоны, обладающие нулевой массой покоя, имеют ненулевые релятивистские массы и энергии. Пространственно-временно́й интервал вдоль изотропных траекторий $ds = 0$, но временно́й интервал, так же как и трёхмерный пространственный, отличны от нуля. Так как $ds^2 = 0$ в этой области, пространственно-временно́й интервал ds не может быть использован в качестве параметра дифференцирования вдоль изотропных траекторий. По этой причине можно использовать в качестве параметра один из двух [39, 40, 41]: интервал физического наблюдаемого времени $d\tau$ или наблюдаемый трёхмерный интервал длины $d\sigma$. Величины $d\tau$ и $d\sigma$ определены для системы отсчёта наблюдателя, относительно которой он неподвижен, как проекции четырёхмерных координат dx^α на время наблюдателя и на пространственное сечение

$$d\tau = \frac{1}{c}\, b_\alpha dx^\alpha = \sqrt{g_{00}}\, dt + \frac{g_{0i}}{c\sqrt{g_{00}}} dx^i, \tag{2.18}$$

$$d\sigma^2 = \left(-g_{\alpha\beta} + b_\alpha b_\beta\right) dx^\alpha dx^\beta = \left(-g_{ik} + \frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}}\right) dx^i dx^k, \tag{2.19}$$

где b^α — оператор проектирования на линии времени наблюдателя, а $h_{\alpha\beta} = -g_{\alpha\beta} + b_\alpha b_\beta$ — оператор проектирования на его пространственное сечение [39, 40, 41]. Мировой вектор b^α по существу представляет собой четырёхмерную скорость наблюдателя ($b^i = 0$) в рассматриваемой сопутствующей системе отсчёта.

В результате пространственно-временно́й интервал принима-

ет вид (где $\mathrm{v}^2 = h_{ik}\mathrm{v}^i\mathrm{v}^k$)

$$ds^2 = b_\alpha b_\beta \, dx^\alpha dx^\beta - h_{\alpha\beta} \, dx^\alpha dx^\beta = \\ = c^2 d\tau^2 - d\sigma^2 = c^2 d\tau^2 \left(1 - \frac{\mathrm{v}^2}{c^2}\right). \tag{2.20}$$

Отсюда видно, что при $\mathrm{v} = c$ величина $ds^2 = c^2 d\tau^2 - d\sigma^2 = 0$. Таким образом, для безмассовых частиц (они движутся вдоль изотропных траекторий) в качестве параметра дифференцирования в выражении для четырёхмерного вектора импульса P^α используется параметр $cd\tau = d\sigma$. Тогда четырёхмерный вектор импульса безмассовой светоподобной частицы принимает форму

$$P^\alpha = m_0 \frac{dx^\alpha}{ds} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\mathrm{v}^2}{c^2}}} \frac{dx^\alpha}{cd\tau} = m \frac{dx^\alpha}{d\sigma} \,, \tag{2.21}$$

а его квадрат, как квадрат любого изотропного вектора, равен нулю

$$P_\alpha P^\alpha = m^2 g_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{d\sigma} \frac{dx^\beta}{d\sigma} = m^2 \frac{ds^2}{d\sigma^2} = 0 \,. \tag{2.22}$$

Неизотропные мнимые траектории, лежащие “вне” изотропного гиперконуса. Вдоль траекторий такого типа квадрат пространственно-временнóго интервала $ds^2 < 0$, следовательно ds является мнимым. Это траектории сверхсветовых частиц — тахионов (от греч. *tachus* — быстрый), имеющих мнимые релятивистские массы $m = \dfrac{im_0}{\sqrt{\mathrm{v}^2/c^2 - 1}}$ [42, 43]. Каждый тахион характеризуется своим четырёхмерным вектором импульса P^α, который имеет тот же самый вид $P^\alpha = m_0 \dfrac{dx^\alpha}{ds}$, что и для обычных досветовых частиц, но ds имеет мнимое численное значение. Его квадрат также равен $P_\alpha P^\alpha = m_0^2 = \mathrm{const}$.

Результируя вышеизложенное, приведём главные характеристики каждого вида траекторий и частиц вместе в таблице 1.

Повседневная реальность нашего мира складывается из этих трёх видов частиц: 1) массовых, движущихся с досветовыми скоростями; 2) безмассовых частиц (фотонов), движущихся со скоростью света; 3) сверхсветовых частиц — тахионов (никогда не наблюдались).

Теория физических наблюдаемых величин [39, 40], раздел Общей Теории Относительности, утверждает, что сверхсветовые

Таблица 1. Стандартный набор мировых траекторий и частиц в базовом пространстве-времени Эйнштейна

Тип	Траектории/частицы	Область	Касательный вектор Q^{α}	Нормальный вектор N^{α}
I	Неизотропные досветовые траектории — досветовые массовые частицы	$ds^2 > 0$	$Q_{\alpha}Q^{\alpha} = m_0^2$	$N_{\alpha}N^{\alpha} = 0$, $N_{\alpha}N^{\alpha} \neq 0$ $\left\{ \begin{array}{l} N^{\alpha} = 0 \text{ (геодезические)} \\ N^{\alpha} \neq 0 \text{ (негеодезические)} \end{array} \right.$
II	Изотропные траектории — безмассовые световая скорость частицы	$ds^2 = 0$	$Q_{\alpha}Q^{\alpha} = 0$	$N_{\alpha}N^{\alpha} = 0$, $N_{\alpha}N^{\alpha} \neq 0$ $\left\{ \begin{array}{l} N^{\alpha} = 0 \text{ (геодезические)} \\ N^{\alpha} \neq 0 \text{ (негеодезические)} \end{array} \right.$
III	Неизотропные сверхсветовые траектории — сверхсветовые массовые тахионы	$ds^2 < 0$	$Q_{\alpha}Q^{\alpha} = m_0^2$	$N_{\alpha}N^{\alpha} = 0$, $N_{\alpha}N^{\alpha} \neq 0$ $\left\{ \begin{array}{l} N^{\alpha} = 0 \text{ (геодезические)} \\ N^{\alpha} \neq 0 \text{ (негеодезические)} \end{array} \right.$

тахионы являются ненаблюдаемыми с точки зрения реального наблюдателя, находящегося в области досветовых частиц.

Многочисленные исследования, начатые Полем Дираком, предсказывают существование зеркальной Вселенной как антипода нашей Вселенной, населённой частицами, обладающими энергиями, противоположными по знаку нашей Вселенной. Иными словами, так как массы частиц в нашей Вселенной являются положительными, то массы частиц в зеркальной Вселенной очевидно должны быть отрицательными.

Джозеф Вебер [44] писал, что ни ньютоновская теория тяготения, ни релятивистская теория гравитации не указывают на существование отрицательных масс; более того, наш эмпирический опыт свидетельствует от том, что их в принципе невозможно наблюдать. И теория Ньютона, и Общая Теория Относительности Эйнштейна предсказывают поведение отрицательных масс, совершенно отличное от того, что предсказывает электродинамика для отрицательных зарядов. Для двух тел, одно из которых обладает положительным массовым зарядом, а другое — отрицательным, но равным ему по абсолютной величине, можно было бы ожидать, что положительная масса будет притягивать отрицательную, в то время как отрицательная масса будет отталкивать положительную, так что они будут гоняться одна за другой! Если движение происходит вдоль линии, соединяющей центры двух тел, такая система будет двигаться с постоянным ускорением. Эта проблема была исследована Бонди [45]. Предполагая, что гравитационная масса позитрона является отрицательной (из наблюдений следует, что инертная масса положительна) и используя методы квантовой электродинамики, Шифф получил, что существует различие между инертной и гравитационной массами позитрона. Это различие предсказывает возможные ошибки в хорошо известном эксперименте Этвеша, который показал равенство гравитационной и инертной масс [46]. В результате Шифф сделал вывод, что отрицательной массы позитрона не существует, см. Главу 1 книги Вебера [44].

Например, “сосуществование” положительных и отрицательных масс в одной области пространства-времени приводит к немедленной аннигиляции. Возможности частиц “смешанного” типа, обладающих и положительными, и отрицательными массами также были исследованы Терлецким [47, 48].

Иными словами, с чисто математической точки зрения все

три стандартных типа траекторий-частиц, которые мы видим в таблице 1, действительно существуют в базовом пространстве-времени Эйнштейна — четырёхмерном псевдоримановом пространстве. Таким образом, глядя на таблицу 1, мы можем сформулировать следующие вопросы:

Вопрос 1: Является ли этот перечень типов траекторий-частиц полным для базового пространства-времени Эйнштейна, или нет?

В этом вопросе мы принимаем во внимание, что римановы пространства по определению обладают свойством непрерывности. По этой причине любой псевдориманово пространство с необходимостью является непрерывным, так как представляет собой частный случай римановых пространств.

Ответ: Нейтрософский метод, рассматривающий расширенное базовое пространство-время Эйнштейна, отвечает на вопрос — нет, перечень является неполным. Кроме стандартных трёх типов траектории-частицы, должны существовать два дополнительных "межпространственных" типа: "неизотропно-изотропные" траектории типа I-II, свойственные досветовым массовым частицам и светоподобным безмассовым фотонам, а также "изотропно-неизотропные" траектории типа II-II, свойственные светоподобным безмассовым фотонам и сверхсветовым массовым тахионам.

Неизотропно-изотропные траектории I-II вида, в которых квадрат пространственно-временнóго интервала может принимать численные значения $ds^2 \geqslant 0$. Такие траектории, обладающие обычными свойствами для досветовых и светоподобных траекторий, являются частично неизотропными и частично изотропными. Таким образом, частицы, движущиеся вдоль таких траекторий, должны принадлежать к смешанному типу "вещественные массово-светоподобные", обладающему свойствами частично досветовых (вещественных) массовых частиц, частично — свойствами светоподобных безмассовых частиц (фотонов).

Изотропно-неизотропные траектории типа II-III, для которого квадрат пространственно-временнóго интервала может принимать численные значения $ds^2 \leqslant 0$. Такие траектории обладают обычными свойствами для светоподобных и сверхсветовых траекторий, и отчасти — для изотропных и неизотропных. По-

этому, частицы, движущиеся вдоль таких траекторий, должны быть смешанными частицами типа “тахионоподобные-тахионы”, обладающими свойствами светоподобных безмассовых частиц (фотонов) и сверхсветовых массовых тахионов.

Таблица 2. Дополнительные типы мировых траекторий базового пространства-времени Эйнштейна

Тип	Типы “смешанных” траекторий	Область	Тип частиц
I-II	Неизотропно-досветовые — изотропно-светоподобные траектории	$ds^2 = \text{undef}$	Частицы, свойства которых общие для вещественных массовых и безмассовых светоподобных частиц
II-III	Изотропно-светоподобные — неизотропно-сверхсветовые траектории	$ds^2 = \text{undef}$	Частицы, свойства которых общие для безмассовых светоподобных и мнимых массовых частиц

Траектории таких “смешанных” типов несомненно должны существовать, потому что любое четырёхмерное псевдориманово пространство является всюду непрерывным.

В продолжение этих вопросов возникают два следующих:

Вопрос 2: Каковы частицы смешанного типа I-II, обладающие обычными свойствами досветовых массовых частиц и светоподобных частиц, сходных с фотонами?

Вопрос 3: Каковы частицы смешанного типа II-III, обладающие обычными свойствами светоподобных частиц (сходных с фотонами) и сверхсветовых массовых тахионов?

В связи в вопросами 2 и 3 напомним, что каждая частица, движущаяся вдоль мировой траектории, характеризуется своим четырёхмерным вектором, который в действительности — вектор Q^α, касательный к траектории. Его абсолютный дифференциал — вектор N^α, ортогональный к траектории. Равенства $N^\alpha = 0$ представляют собой уравнения геодезического движения, если $N^\alpha \neq 0$ — уравнения негеодезического движения (правая часть содержит отклоняющую “негеодезическую” силу). Таким образом, векторы Q^α и N^α вместе определяют все свойства частиц и их движение в пространстве-времени, где они обитают.

Поэтому, рассматривая вопросы 2 и 3 с чисто математической точки зрения, мы можем сформулировать их вместе следующим образом:

Вопрос 4: Каковы касательный вектор Q^{α} и нормальный вектор N^{α} к траекториям "смешанного" неизотропно-изотропного вида?

Такие траектории, которые мы предсказали нейтрософским методом, до сих пор были неизвестны. Отвечая на вопрос 4 в следующем параграфе, мы увидим, что траектории и частицы смешанного типа I-II несомненно существуют в теории. Просто раньше они никогда не рассматривались. Более того, как мы увидим в последнем параграфе этой главы, что частицы, движущиеся вдоль траекторий такого типа, можно наблюдать в экспериментах.

2.3 Введение траекторий изотропно-неизотропного смешанного типа

В этом параграфе мы собираемся ответить на вопрос 4: каковы касательный вектор Q^{α} и нормальный вектор N^{α} к траекториям "смешанного" неизотропно-изотропного типов, существующие в базовом пространстве-времени Эйнштейна? Ответить на этот вопрос, на самом деле, означает найти:

1) Математическое определение таких "смешанных" траекторий;
2) Специальные свойства частиц, движущихся вдоль таких "смешанных" траекторий.

Здесь мы будем исследовать только один тип таких "смешанных" траекторий. Мы собираемся исследовать траектории смешанного типа I-II (см. таблицу 2 на стр. 37) — неизотропно-изотропные траектории, обычные для массовых частиц, движущихся с досветовыми скоростями, а также для светоподобных безмассовых частиц (фотонов).

Сначала требуется ввести такие смешанные траектории. Мы будем делать это шаг за шагом. Итак, начнём. Здесь сразу возникает вопрос:

Вопрос 5: Могут изотропные и неизотропные траектории пересекаться и иметь таким образом общие точки?

Чтобы ответить на него, откроем §6 главы I хорошо известной книги Дж. Синга *Относительность: Общая Теория*. Там Синг пишет: “Изотропные геодезические играют очень важную роль в Общей Теории Относительности: так как большинство астрономических данных получено путём оптических наблюдений, то они получены посредством фотонов, в то время как фотоны движутся вдоль изотропных геодезических линий в пространстве-времени...

Пусть C_1 и C_2 — времениподобные (досветовые) кривые в пространстве-времени, не обязательно геодезические, хотя они могут быть и геодезическими.

Предположим, что кривые — траектории движения наблюдателя и источника света. Пусть P_1 — точка на кривой C_1. Полная сумма изотропных геодезических, пересекающих кривую в точке P_1 представляет собой *изотропный конус*. Имеются две области: одна из них известна как *область прошлого*, другая — *область будущего*. Здесь мы рассматриваем только область прошлого. Другая кривая C_2 пересекает эту область в точке P_2, так что мы можем видеть, что изотропный конус отображает P_1 в P_2. Таким образом, целая кривая C_1 отображается на кривую C_2. Это означает, что каждая точка C_1 отображается в точку C_2, и наоборот... Полная сумма этих изотропных геодезических образует двумерное пространство, определённое кривыми C_1 и C_2” [49].

Это и есть ответ на вопрос:

Ответ: Да, неизотропная траектория может пересекаться с изотропной, следовательно они могут иметь общие точки.

Мы также будем принимать во внимание “теорему о геодезической траектории, проходящей через точку в данном направлении”, см. §6 в книге Петрова *Пространства Эйнштейна* [50]:

Теорема: Для любой данной точки существует только одна геодезическая траектория, проходящая через эту точку в данном направлении.

И далее, продолжая, мы формулируем ряд теорем, который мы назовём “теоремы о пересечениях изотропных и неизотропных траекторий в псевдоримановом пространстве”. Здесь и далее, как и у Синга, неизотропные и изотропные траектории не являются с необходимостью геодезическими, хотя они также могут быть и геодезическими.

Теоремы о пересечениях неизотропных и изотропных траекторий в псевдоримановом пространстве

Теорема 1: Через каждую точку на данной неизотропной траектории проходит по меньшей мере одна изотропная. Таким образом, их точка пересечения является общей для неизотропных и изотропных траекторий.

Теорема 2: Изотропная траектория встречает бесконечно много неизотропных, имеющих по меньшей мере одну общую точку с каждой из них.

Теорема 3: Через каждую точку данной гиперповерхности, элементами которой являются неизотропные траектории, проходит по меньшей мере одна изотропная траектория. Таким образом, эта точка пересечения является общей для неизотропной и изотропной траекторий.

Теорема 4: Изотропная траектория пересекает бесконечно много неизотропных поверхностей, имея по меньшей мере одну общую точку с каждой из них.

Теорема 5: Через каждую точку подпространства, элементами которого являются неизотропные траектории и поверхности, проходит по крайней мере одна изотропная траектория. Таким образом, эта точка пересечения является общей для неизотропного подпространства и изотропной траектории.

Теорема 6: Изотропная траектория пересекает бесконечно много неизотропных подпространств, имеющих по меньшей мере одну общую точку пересечения с каждой из этих траекторий.

Если одна из этих теорем является ложной, пространство имеет по крайней мере одну выколотую точку, так что свойство непрерывности нарушено, пространство не является непрерывным. Далее, используя в качестве базы теоремы 1–6, продолжим данный ряд теоремами 7 и 8:

Теорема 7: Каждая линия данной неизотропной поверхности, элементами которой являются неизотропные траектории, пересекается по меньшей мере с одной изотропной поверхностью, элементами которой являются изотропные траек-

тории. Таким образом, эта линия пересечения является общей для неизотропной и изотропной поверхностей.

Теорема 8: Изотропное пространство (двумерное изотропное пространство) пересекает бесконечно много неизотропных поверхностей (двумерных неизотропных пространств), имеющих по меньшей мере одну общую линию пересечения для каждой из них.

Принимая во внимание предыдущие теоремы, закончим наше множество теоремами 9 и 10:

Теорема 9: В любой данной точке псевдориманова пространства существует общая траектория для любых выбранных неизотропного и изотропного подпространств.

Теорема 10: Для любой точки в псевдоримановом пространстве существует бесконечно много траекторий для неизотропных и изотропных пространств, проходящих через эту точку.

Таким образом, траектории изотропно-неизотропного смешанного типа вводятся посредством теорем 1–10. Если таких траекторий не существует, псевдориманово пространство не является непрерывным.

Необходимо отметить, что всё вышесказанное имеет место только для псевдоримановых пространств, потому что их метрики являются знакопеременными. В римановом пространстве со знакоопределённой метрикой не существует никаких изотропных линий, поверхностей, подпространств, поэтому всё, что содержится в вышеприведённом ряде теорем, в этом случае не имеет смысла.

Однако все эти теоремы справедливы для псевдоримановых пространств, в частности, для четырёхмерного псевдориманового пространства, являющегося базовым для Общей Теории Относительности.

2.4 Частицы, движущиеся вдоль изотропно-неизотропных траекторий

Найдём физические характеристики частиц, движущихся вдоль смешанных неизотропно-изотропных траекторий, т. е. исследуем касательный и нормальный вектор к траекториям этого типа.

Как известно, вдоль неизотропных траекторий движутся массовые частицы, для которых отличны от нуля масса покоя $m_0 \neq 0$ и релятивистская масса $m \neq 0$. Вдоль изотропных траекторий движутся безмассовые светоподобные частицы — фотоны, для которых масса покоя равна нулю $m_0 = 0$, в то время как релятивистская масса отлична от нуля $m \neq 0$.

Здесь возникает вопрос:

Вопрос 6: Какие свойства могут быть присущи частицам, движущимся вдоль смешанных неизотропно-изотропных траекторий? Что общего в свойствах массовых и безмассовых светоподобных частиц с геометрической точки зрения?

Чтобы ответить на эти вопросы, рассмотрим вектор, касательный к траектории частицы.

Как упоминалось в параграфе 1.3, в соответствии с современными физическими представлениями, частица в четырёхмерном псевдоримановом пространстве (базовое пространство-время Общей Теории Относительности) характеризуется своим четырёхмерным вектором импульса P^α, касательным к траектории частицы в каждой её точке. Для массовой частицы ($m_0 \neq 0$, $m \neq 0$) этот вектор равен

$$P^\alpha = m_0 \frac{dx^\alpha}{ds}\,, \tag{2.23}$$

в то время как для безмассовых светоподобных частиц ($m_0 = 0$, $m \neq 0$) он принимает вид

$$P^\alpha = m_0 \frac{dx^\alpha}{ds} = m \frac{dx^\alpha}{d\sigma}\,. \tag{2.24}$$

В качестве параметра дифференцирования вдоль неизотропных траекторий (массовые частицы) используется четырёхмерный пространственно-временно́й интервал $ds \neq 0$, в то время как вдоль изотропных траекторий (безмассовые частицы) $ds = 0$, поэтому параметром дифференцирования здесь является трёхмерный наблюдаемый интервал $d\sigma \neq 0$.

Так как для массовых частиц, движущихся вдоль геодезических (кратчайших) и негеодезических траекторий, квадрат вектора импульса частицы P^α отличен от нуля

$$P_\alpha P^\alpha = g_{\alpha\beta} P^\alpha P^\beta = m_0^2 = \text{const} \neq 0\,, \tag{2.25}$$

то в этом случае P^α является неизотропным вектором. Этот факт не зависит от того, является ли траектория частицы геодезической (вектор нормали равен нулю $N^\alpha = 0$) или негеодезической ($N^\alpha \neq 0$). Квадрат вектора импульса безмассовой светоподобной частицы равен нулю, поэтому её вектор импульса P^α является изотропным

$$P_\alpha P^\alpha = g_{\alpha\beta} P^\alpha P^\beta = m\frac{g_{\alpha\beta}dx^\alpha dx^\beta}{d\sigma^2} = m\frac{ds^2}{d\sigma^2} = 0 \qquad (2.26)$$

независимо от того, движется ли светоподобная частица вдоль геодезической траектории ($N^\alpha = 0$) или вдоль негеодезической ($N^\alpha \neq 0$).

Вычисление контрвариантных (с верхними индексами) компонент вектора импульса частицы P^α даёт

$$P^0 = m\frac{dt}{d\tau}\,, \qquad (2.27)$$

$$P^i = \frac{m}{c}\frac{dx^i}{d\tau} = \frac{1}{c}\,m\mathrm{v}^i\,. \qquad (2.28)$$

Формула $\frac{dt}{d\tau}$ может быть получена из квадрата вектора четырёхмерной скорости частицы U^α, который для досветовой, световой и сверхсветовой скорости равен, соответственно

$$g_{\alpha\beta}U^\alpha U^\beta = +1\,, \qquad U^\alpha = \frac{dx^\alpha}{ds} \qquad ds = cd\tau\sqrt{1-\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}}\,, \qquad (2.29)$$

$$g_{\alpha\beta}U^\alpha U^\beta = 0\,, \qquad U^\alpha = \frac{dx^\alpha}{d\sigma} \qquad ds = 0\,, \qquad d\sigma = cd\tau\,, \qquad (2.30)$$

$$g_{\alpha\beta}U^\alpha U^\beta = -1\,, \qquad U^\alpha = \frac{dx^\alpha}{|ds|} \qquad |ds| = cd\tau\sqrt{\frac{\mathrm{v}^2}{c^2}-1}\,. \qquad (2.31)$$

Подставив в эти выражения формулы для скорости вращения трёхмерного пространства v_i и трёхмерной скорости движения частицы v^i, определённой в системе отсчёта, сопутствующей наблюдателю [39, 40, 41], получим

$$v_i = -c\frac{g_{0i}}{\sqrt{g_{00}}}\,, \qquad \mathrm{v}^i = \frac{dx^i}{d\tau}\,, \qquad (2.32)$$

а также формулу для наблюдаемого метрического тензора, определённого таким же образом

$$h_{ik} = -g_{ik} + \frac{1}{c^2}\, v_i v_k \,. \tag{2.33}$$

В результате, используя эти определения в каждой формуле для $g_{\alpha\beta}\, U^\alpha U^\beta$, мы приходим к трём квадратным уравнениям относительно $\frac{dt}{d\tau}$. Они одинаковы для досветовых, световых и сверхсветовых скоростей

$$\left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 - \frac{2v_i \mathrm{v}^i}{c^2\left(1-\frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)}\frac{dt}{d\tau} + \frac{1}{\left(1-\frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)^2}\left(\frac{1}{c^4}\, v_i v_k \mathrm{v}^i \mathrm{v}^k - 1\right) = 0\,. \tag{2.34}$$

Это квадратное уравнение имеет два решения

$$\left(\frac{dt}{d\tau}\right)_{1,2} = \frac{1}{1-\frac{\mathrm{w}}{c^2}}\left(\frac{1}{c^2}\, v_i \mathrm{v}^i \pm 1\right). \tag{2.35}$$

Функция $\frac{dt}{d\tau}$ позволяет определить, в каком направлении во времени движется частица. Если $\frac{dt}{d\tau} > 0$, то временна́я координата t увеличивается, т. е. частица движется из прошлого в будущее (прямой ход времени). Если $\frac{dt}{d\tau} < 0$, то временна́я координата уменьшается, т. е. частица движется из будущего в прошлое (обратный ход времени).

Величина $1 - \frac{\mathrm{w}}{c^2} = \sqrt{g_{00}} > 0$, потому что другие случаи $\sqrt{g_{00}} = 0$ и $\sqrt{g_{00}} < 0$ противоречат сигнатурным условиям. Координатное время t останавливается $\frac{dt}{d\tau} = 0$, если

$$v_i \mathrm{v}^i = -c^2, \qquad v_i \mathrm{v}^i = +c^2. \tag{2.36}$$

Координатное время t имеет прямой ход $\frac{dt}{d\tau} > 0$, если в первом и во втором решениях, соответственно

$$\frac{1}{c^2}\, v_i \mathrm{v}^i + 1 > 0\,, \qquad \frac{1}{c^2}\, v_i \mathrm{v}^i - 1 > 0\,. \tag{2.37}$$

Координатное время t имеет обратный ход $\frac{dt}{d\tau} < 0$, если

$$\frac{1}{c^2}\, v_i \mathrm{v}^i + 1 < 0\,, \qquad \frac{1}{c^2}\, v_i \mathrm{v}^i - 1 < 0\,. \tag{2.38}$$

Для досветовых частиц $v_i \mathrm{v}^i < c^2$ всегда верно. Следовательно, прямой ход времени для обычных наблюдаемых массовых частиц имеет место при выполнении первого условия (2.37), в то время как обратный ход времени имеет место при выполнении второго условия (2.38).

Заметим, что мы рассматриваем проблему направления координатного времени t, предполагая, что физически наблюдаемое время $d\tau > 0$ всегда.

Теперь, используя полученные выше формулы, вычислим ковариантные (с нижними индексами) компоненты P_i как проекции четырёхмерного вектора импульса P^α на линии времени

$$P_i = -\frac{m}{c}\left(\mathrm{v}_i \pm v_i\right), \tag{2.39}$$

$$\frac{P_0}{\sqrt{g_{00}}} = \pm m\,, \tag{2.40}$$

где положительное значение релятивистской массы $+m$ имеет место при наблюдении частицы, которая движется в будущее (прямой ход времени), в то время как отрицательное значение $-m$ имеет место при наблюдении частицы, движущейся в прошлое (обратный ход времени).

Мы можем показать то же самое, представляя частицу в виде волны с собственной частотой ω (см., например, [37]). В таком подходе каждая безмассовая частица может быть представлена своим четырёхмерным волновым вектором, касательным к траектории

$$K^\alpha = \frac{\omega}{c}\frac{dx^\alpha}{d\sigma}\,. \tag{2.41}$$

Его квадрат равен нулю, так как он является изотропным вектором, касательным к изотропной траектории.

$$K_\alpha K^\alpha = g_{\alpha\beta}K^\alpha K^\beta = \frac{\omega^2}{c^2}\frac{g_{\alpha\beta}dx^\alpha dx^\beta}{d\sigma^2} = \frac{\omega^2}{c^2}\frac{ds^2}{d\sigma^2} = 0\,. \tag{2.42}$$

Мы можем записать K^α в виде

$$K^\alpha = \frac{\omega}{c}\frac{dx^\alpha}{d\sigma} = \frac{k}{c}\frac{dx^\alpha}{d\tau}\,, \tag{2.43}$$

где $k = \frac{\omega}{c}$ — волновое число.

Из полученной формулы можно видеть, что, в случае изотропных траекторий, физическое наблюдаемое время τ может быть использовано как параметр дифференцирования вместо трёхмерного наблюдаемого интервала σ.

Вычисляя контравариантные компоненты волнового вектора K^α, имеем

$$K^0 = k\frac{dt}{d\tau}\,, \qquad K^i = \frac{k}{c}\frac{dx^i}{d\tau} = \frac{1}{c}\,k\mathrm{v}^i\,, \tag{2.44}$$

где $k\mathrm{v}^i$ — трёхмерный волновой вектор безмассовой частицы.

Используя полученную ранее формулу для $\frac{dt}{d\tau}$, мы получим компоненту K_i и проекцию четырёхмерного волнового вектора K^α на время

$$K_i = -\frac{k}{c}\left(\mathrm{v}_i \pm v_i\right), \tag{2.45}$$

$$\frac{K_0}{\sqrt{g_{00}}} = \pm k\,, \tag{2.46}$$

где $+k$ имеет место при наблюдении светоподобной частицы, движущейся в будущее (прямой ход времени), в то время как $-k$ можно было бы наблюдать, если светоподобная частица двигалась бы в прошлое (обратный ход времени).

Как легко видеть, результаты исследования четырёхмерного вектора импульса как массовых, так и безмассовых частиц, приводят к тем же самым выводам.

Следовательно, физическими наблюдаемыми величинами, полученными из четырёхмерного вектора импульса, являются: релятивистская масса $\pm m$ и трёхмерная величина $\frac{1}{c}m\mathrm{v}^i$, где $p^i = m\mathrm{v}^i$ — трёхмерный вектор наблюдаемого импульса (для безмассовых светоподобных частиц $p^i = mc^i$, где c^i — трёхмерный вектор скорости света).

Вывод: Таким образом, частицы, обладающие промежуточными свойствами "между" массовыми и безмассовыми частицами, должны обладать нулевой релятивистской массой $m = 0$, потому что только свойство $m = 0$ является общим для массовых и безмассовых частиц. На это свойство не влияет на характер движения частиц, оно имеет место как для геодезического, так и для негеодезического движения.

Таким образом, мы получили ответ на вопрос 6. Он гласит:

Ответ: Частица, движущаяся вдоль траектории изотропно-неизотропного типа, должна обладать нулевой массой покоя $m_0 = 0$ и нулевой релятивистской массой $m = 0$, а её четырёхмерный вектор импульса, касательный к траектории, должен быть строго ненулевым $P^\alpha \neq 0$. Вектор N^α, нормальный к траектории такой частицы, может быть и нулевым (геодезическое движение) и ненулевым (негеодезическое движенин).

По этой причине свойства частиц, движущихся вдоль общих изотропно-неизотропных траекторий, по сравнению со свойствами обычных массовых и безмассовых частиц, имеют следующие характеристики — см. таблицу 3.

2.5 S-отрицаемые сигнатурные условия. Классификация расширенных пространств

В четырёхмерном псевдоримановом пространстве с сигнатурой $(+{-}{-}{-})$ или $(-{+}{+}{+})$ имеют место *четыре сигнатурных условия*, которые определяют это пространство как псевдориманово с данной метрикой. Чем больше число измерений, тем больше сигнатурных условий. Базовое пространство-время Общей Теории Относительности определяется четырьмя упомянутыми сигнатурными условиями. Возникает вопрос:

Вопрос 7: Что получится, если мы будем S-отрицать одно из четырёх сигнатурных условий в базовом пространстве-времени Общей Теории Относительности? Что получится, если мы положим, что одно из сигнатурных условий отрицается двумя различными путями, или, напротив, является и истинным и ложным одновременно.

Мы будем S-отрицать шаг за шагом каждое из сигнатурных условий. В первую очередь мы рассмотрим пространство, в котором S-отрицается первое сигнатурное условие. Затем — пространство, в котором S-отрицается второе сигнатурное условие. И так далее. Таким образом мы исследуем четыре случая, в каждом из которых будет S-отрицаться одно из четырёх сигнатурных условий.

Рассмотрение оснований геометрий Смарандаке, где было введено S-отрицание* (см. [7]–[13]), дает решение:

*Смарандаке-отрицание.

Таблица 3. Свойства частиц различных типов

Тип	Частицы	Масса покоя	Релят. масса	Тангенц. вектор	Нормальный вектор
I	Досветовые массовые частицы	$m_0 \neq 0$	$m \neq 0$	$\left\{ \begin{array}{l} P^\alpha \neq 0 \\ P_\alpha P^\alpha = m_0^2 \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} N_\alpha N^\alpha = 0 \\ N_\alpha N^\alpha \neq 0 \end{array} \left\{ \begin{array}{l} N^\alpha = 0 \text{ (геодезич.)} \\ N^\alpha \neq 0 \text{ (негеодезич.)} \end{array} \right.$
I-II	Частицы смешанного типа	$m_0 = 0$	$m = 0$	$\left\{ \begin{array}{l} P^\alpha \neq 0 \\ P_\alpha P^\alpha \geqslant 0 \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} N_\alpha N^\alpha = 0 \\ N_\alpha N^\alpha \neq 0 \end{array} \left\{ \begin{array}{l} N^\alpha = 0 \text{ (геодезич.)} \\ N^\alpha \neq 0 \text{ (негеодезич.)} \end{array} \right.$
II	Безмассовые светоподобные частицы	$m_0 = 0$	$m \neq 0$	$\left\{ \begin{array}{l} P^\alpha \neq 0 \\ P_\alpha P^\alpha = 0 \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} N_\alpha N^\alpha = 0 \\ N_\alpha N^\alpha \neq 0 \end{array} \left\{ \begin{array}{l} N^\alpha = 0 \text{ (геодезич.)} \\ N^\alpha \neq 0 \text{ (негеодезич.)} \end{array} \right.$
II-III	Частицы смешанного типа	$m_0 = 0$	$m = 0$	$\left\{ \begin{array}{l} P^\alpha \neq 0 \\ P_\alpha P^\alpha \geqslant 0 \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} N_\alpha N^\alpha = 0 \\ N_\alpha N^\alpha \neq 0 \end{array} \left\{ \begin{array}{l} N^\alpha = 0 \text{ (геодезич.)} \\ N^\alpha \neq 0 \text{ (негеодезич.)} \end{array} \right.$
III	Сверхсветовые массовые частицы-тахионы	$m_0 \neq 0$	$m \neq 0$	$\left\{ \begin{array}{l} P^\alpha \neq 0 \\ P_\alpha P^\alpha = m_0^2 \end{array} \right.$	$\begin{array}{l} N_\alpha N^\alpha = 0 \\ N_\alpha N^\alpha \neq 0 \end{array} \left\{ \begin{array}{l} N^\alpha = 0 \text{ (геодезич.)} \\ N^\alpha \neq 0 \text{ (негеодезич.)} \end{array} \right.$

Ответ: Если мы S-отрицаем одно из четырёх сигнатурных условий в базовом пространстве-времени Общей Теории Относительности, мы получим новое базовое пространство расширенного типа. Такое пространство-время будет отчасти римановым, отчасти нет. Имеется четыре основных типа таких расширенных пространств, соответствующих четырём возможным случаям, в которых S-отрицается одно из сигнатурных условий. Другие типы таких расширенных пространств являются "смешанными" с одним из четырёх основных типов.

Следование этой логической процедуре, вытекающей из чисто математического взгляда на базовое пространство-время, приводит к вопросу:

Вопрос 8: Что будет, если мы будем S-отрицать все четыре сигнатурных условия базового пространства-времени Общей Теории Относительности?

Ответ: Мы получим пятый тип расширенного пространства-времени Общей Теории Относительности. Пространство-время такого типа будет отчасти римановым, отчасти нет.

Теперь рассмотрим каждый из пяти типов расширенных пространств.

С чисто математической точки зрения сигнатурные условия в четырёхмерном псевдоримановом пространстве следуют из свойств матрицы фундаментального метрического тензора $g_{\alpha\beta}$ этого пространства, а именно, из того, что его метрическая квадратичная форма, описываемая матрицей

$$g_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} g_{00} & g_{01} & g_{02} & g_{03} \\ g_{10} & g_{11} & g_{12} & g_{13} \\ g_{20} & g_{21} & g_{22} & g_{23} \\ g_{30} & g_{31} & g_{32} & g_{33} \end{pmatrix}, \tag{2.47}$$

является знакопеременной.

С точки зрения физики, сигнатурные условия следуют из условия, что трёхмерный (пространственный) наблюдаемый интервал

$$d\sigma^2 = h_{ik}\, dx^i dx^k \tag{2.48}$$

должен быть строго вещественным. Следовательно, матрица

$$h_{ik} = \begin{pmatrix} h_{11} & h_{12} & h_{13} \\ h_{21} & h_{22} & h_{23} \\ h_{31} & h_{32} & h_{33} \end{pmatrix} \tag{2.49}$$

трёхмерного наблюдаемого метрического тензора

$$h_{ik} = -g_{ik} + \frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}}\,, \tag{2.50}$$

определённая в системе отсчёта наблюдателя, покоящегося относительно тела отсчёта, является положительно определённой, следовательно, должна удовлетворять трём условиям

$$\det\|\,h_{11}\| = h_{11} > 0\,, \tag{2.51}$$

$$\det\begin{Vmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{Vmatrix} = h_{11}\,h_{22} - h_{12}^2 > 0\,, \tag{2.52}$$

$$\det\begin{Vmatrix} h_{11} & h_{12} & h_{13} \\ h_{21} & h_{22} & h_{23} \\ h_{31} & h_{32} & h_{33} \end{Vmatrix} > 0\,, \tag{2.53}$$

см. подробно §84 в *Теории поля* [37].

Исходя из этих очевидных условий, мы получим сигнатурные условия для матрицы фундаментального метрического тензора (2.47). Таким образом, в пространстве с сигнатурой $(+---)$, *первое сигнатурное условие* имеет следующий вид

$$\det\|\,g_{00}\| = g_{00} > 0\,, \tag{2.54}$$

второе сигнатурное условие имеет вид

$$\det\begin{Vmatrix} g_{00} & g_{01} \\ g_{10} & g_{11} \end{Vmatrix} = g_{00}\,g_{11} - g_{01}^2 < 0\,, \tag{2.55}$$

третье сигнатурное условие

$$\det\begin{Vmatrix} g_{00} & g_{01} & g_{02} \\ g_{10} & g_{11} & g_{12} \\ g_{20} & g_{21} & g_{22} \end{Vmatrix} > 0\,, \tag{2.56}$$

и, наконец, *четвёртое сигнатурное условие*

$$g = \det \| g_{\alpha\beta} \| = \det \begin{Vmatrix} g_{00} & g_{01} & g_{02} & g_{03} \\ g_{10} & g_{11} & g_{12} & g_{13} \\ g_{20} & g_{21} & g_{22} & g_{23} \\ g_{30} & g_{31} & g_{32} & g_{33} \end{Vmatrix} < 0 \,. \qquad (2.57)$$

Расширенное пространство-время типа I

В таком пространстве-времени первое сигнатурное условие $g_{00} > 0$ (2.54) является S-отрицаемым, в то время как остальные сигнатурные условия (2.55, 2.56, 2.57) остаются неизменными. А именно, пусть дано некоторое расширенное пространство-время типа I. Тогда первое сигнатурное условие является S-отрицаемым в следующем виде

$$\det \| g_{00} \| = g_{00} \geqslant 0 \,, \qquad (2.58)$$

что включает два частных случая

$$g_{00} > 0 \,, \qquad g_{00} = 0 \,, \qquad (2.59)$$

т. е. первое сигнатурное условие $g_{00} > 0$ (2.54) является частично истинным и частично нет в любой точке такого пространства. Иными словами, первое сигнатурное условие является истинным для некоторых точек такого пространства ($g_{00} > 0$) и ложным для других ($g_{00} = 0$).

Что представляет собой такое пространство-время с физической точки зрения? Ландау и Лифшиц в своей известной книге *Теории поля* пишут: "... невыполнение условия $g_{00} > 0$ могло бы означать, что используемая система отсчёта не может быть ассоциирована с реальными телами; если это условие является в принципе выполнимым, то с помощью подходящего преобразования координат можно сделать g_{00} положительным (в качестве примера такой системы отсчёта приводится вращающаяся система координат)" [37].

Общая Теория Относительности определяет гравитационный потенциал как [39, 40, 41]:

$$\mathrm{w} = c^2 \left(1 - \sqrt{g_{00}}\right). \qquad (2.60)$$

Начнём с этого хорошо известного определения. Тогда физический смысл первого сигнатурного условия в форме его S-отрицания $g_{00} \geqslant 0$ (2.58) состоит в том, что в таком пространстве-времени имеют место два физических состояния

$$1 - \frac{\mathrm{w}}{c^2} > 0\,, \qquad 1 - \frac{\mathrm{w}}{c^2} = 0\,, \tag{2.61}$$

или, другими словами,

$$\mathrm{w} < c^2\,, \qquad \mathrm{w} = c^2\,. \tag{2.62}$$

Первое соответствует обычному пространству-времени, в котором первое сигнатурное условие имеет вид $g_{00} > 0$. Второе соответствует особому состоянию пространства-времени, в котором первое сигнатурное условие просто отрицается $g_{00} = 0$. Так как мы имеем оба условия вместе в одном и том же расширенном пространстве-времени типа I, мы назовём условие

$$\mathrm{w} \leqslant c^2 \tag{2.63}$$

физическим условием S-отрицания первого сигнатурного условия.

Отсюда мы получаем, что если в расширенном пространстве типа I первое сигнатурное условие нарушается $g_{00} > 0$, т. е. $g_{00} = 0$, пространство-время находится в состоянии, когда

$$\mathrm{w} = c^2. \tag{2.64}$$

Формула $\mathrm{w} = c^2$ — хорошо известное условие, при котором имеет место гравитационный коллапс (названное *условием коллапса*). Таким образом, мы приходим к условию расширенного пространства типа I:

Условие расширенного пространства типа I: Расширенное пространство-время типа I ($g_{00} \geqslant 0$) просто является обобщением базового пространства-времени Общей Теории Относительности ($g_{00} > 0$), включая области, где пространство-время находится в состоянии коллапса ($g_{00} = 0$).

Расширенное базовое пространство-время типа II

В таком пространстве-времени второе сигнатурное условие (2.55) является S-отрицаемым, другие сигнатурные условия

(2.54, 2.56, 2.57) остаются неизменными. Таким образом, в данном расширенном пространстве-времени типа II второе сигнатурное условие S-отрицаемо следующим образом

$$\det \begin{Vmatrix} g_{00} & g_{01} \\ g_{10} & g_{11} \end{Vmatrix} = g_{00}\, g_{11} - g_{01}^2 \leqslant 0\,, \tag{2.65}$$

а это включает два разных случая

$$g_{00}\, g_{11} - g_{01}^2 < 0\,, \qquad g_{00}\, g_{11} - g_{01}^2 = 0\,, \tag{2.66}$$

из которых следует, что второе сигнатурное начальное условие $g_{00}\, g_{11} - g_{01}^2 < 0$ (2.55) является частично верным и частично ложным в каждой точке такого пространства.

Рассмотрим второе сигнатурное условие S-отрицания в виде $g_{00}\, g_{11} - g_{01}^2 \leqslant 0$ (2.65) с точки зрения физики.

Компонента g_{00} определяется гравитационным потенциалом $\mathrm{w} = c^2(1-\sqrt{g_{00}})$. Компонента g_{0i} определяется линейной скоростью вращения пространства (см. подробно в [39, 40, 41])

$$v_i = -c\frac{g_{0i}}{\sqrt{g_{00}}}\,, \qquad v^i = -cg^{0i}\sqrt{g_{00}}\,, \qquad v_{0i} = h_{ik}\, v^k. \tag{2.67}$$

Компонента g_{ik} может быть получена из представления фундаментального метрического тензора через базисные векторы следующим образом.

Мы будем использовать *локальную геодезическую систему отсчёта*. В бесконечно малой области любой точки такой системы отсчёта фундаментальный метрический тензор равен

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 \tilde{g}_{\mu\nu}}{\partial\tilde{x}^\rho\partial\tilde{x}^\sigma}\right)(\tilde{x}^\rho - x^\rho)\,(\tilde{x}^\sigma - x^\sigma) + \dots\,, \tag{2.68}$$

т. е. значения его компонент в окрестности точки отличаются от его значений в самой этой точке только на величины второго порядка малости, которыми можно пренебречь. Поэтому в любой точке локальной геодезической системы отсчёта фундаментальный метрический тензор (вплоть до величин второго порядка малости) является постоянным, а первые производные от метрики, т. е. символы Кристоффеля, равны нулю [39].

Очевидно, локально геодезическую систему отсчёта можно ввести в бесконечно малой окрестности любой точки риманова

пространства. Следовательно, в любой точке локально геодезической системы отсчёта можно ввести локально плоское пространство таким образом, что локально геодезическая система отсчёта риманова пространства является глобально геодезической для этого плоского пространства. Вследствие этого, в плоском пространстве метрический тензор является постоянным, и в окрестности точки риманова пространства величины $\tilde{g}_{\mu\nu}$ в пределе приближаются к значениям тензора $g_{\mu\nu}$ в касательном плоском пространстве. Это означает, что мы можем построить в касательном плоском пространстве систему базисных векторов $\vec{e}_{(\alpha)}$, касательных к кривым координатным линиям риманова пространства. Так как координатные линии любого риманова пространства, вообще говоря, могут быть искривлёнными, а в неголономном пространстве они даже неортогональны друг к другу, длины базисных векторов иногда бывают существенно отличны от единицы.

Пусть $d\vec{r}$ — четырёхмерный вектор бесконечно малого смещения $d\vec{r}=(dx^0, dx^1, dx^2, dx^3)$. Тогда $d\vec{r}=\vec{e}_{(\alpha)}dx^\alpha$, где компоненты вектора $\vec{e}_{(\alpha)}$ равны

$$\begin{aligned} &\vec{e}_{(0)} = (e^0_{(0)}, 0, 0, 0), \qquad &\vec{e}_{(1)} = (0, e^1_{(1)}, 0, 0), \\ &\vec{e}_{(2)} = (0, 0, e^2_{(2)}, 0), \qquad &\vec{e}_{(3)} = (0, 0, 0, e^3_{(3)}). \end{aligned} \tag{2.69}$$

Скалярное произведение вектора $d\vec{r}$ на самого себя даёт $d\vec{r}d\vec{r}=ds^2$, т. е. квадрат четырёхмерного интервала. С другой стороны, $ds^2=g_{\alpha\beta}dx^\alpha dx^\beta$. Следовательно

$$g_{\alpha\beta} = \vec{e}_{(\alpha)}\vec{e}_{(\beta)} = e_{(\alpha)}e_{(\beta)}\cos\left(x^\alpha; x^\beta\right). \tag{2.70}$$

Представление $g_{\alpha\beta}$ в форме (2.70) облегчает понимание геометрической структуры различных областей риманова пространства и даже областей вне его. В соответствие с формулой (2.70),

$$g_{00} = e^2_{(0)}\,, \tag{2.71}$$

и, с другой стороны, $\sqrt{g_{00}}=1-\frac{\mathrm{w}}{c^2}$. Поэтому длина временнóго базисного вектора $\vec{e}_{(0)}$, касательного к временнóй координатной линии $x^0=ct$, равна

$$e_{(0)} = \sqrt{g_{00}} = 1 - \frac{\mathrm{w}}{c^2}\,, \tag{2.72}$$

её величина тем меньше, чем больше гравитационный потенциал w. В случае коллапса ($\mathrm{w} = c^2$) длина временнóго базисного вектора $\vec{e}_{(0)}$ становится равной нулю.

Тогда, в соответствие с общей формулой (2.70), окончательно имеем

$$g_{ik} = e_{(i)} e_{(k)} \cos\left(x^i; x^k\right), \tag{2.73}$$

что даёт требуемую формулу для g_{11}

$$g_{11} = e_{(1)} e_{(1)} \cos\left(x^1; x^1\right) = e^2_{(1)}\,. \tag{2.74}$$

Оглядываясь назад, на второе сигнатурное условие в его S-отрицаемой форме (2.65), мы видим, что это условие может быть записано как

$$g_{00}\left(g_{11} - \frac{1}{c^2}\, v_1^2\right) \leqslant 0\,. \tag{2.75}$$

Если первое сигнатурное условие не отрицается, то $g_{00} > 0$ истинно, второе сигнатурное условие в S-отрицаемой форме

$$g_{11} - \frac{1}{c^2}\, v_1^2 \leqslant 0\,, \tag{2.76}$$

включает два частных случая

$$g_{11} - \frac{1}{c^2}\, v_1^2 < 0\,, \qquad g_{11} - \frac{1}{c^2}\, v_1^2 = 0\,. \tag{2.77}$$

Чтобы лучше понять физический смысл условия (2.76), возьмём случай, когда $g_{11} = e^2_{(1)}$ близко к -1.* Таким образом, обозначая $v^1 = v$, мы получим

$$-1 - \frac{1}{c^2}\, v^2 < 0\,, \qquad -1 - \frac{1}{c^2}\, v^2 = 0\,, \tag{2.78}$$

что на самом деле означает

$$v^2 > -c^2\,, \qquad v^2 = -c^2\,. \tag{2.79}$$

Первое условие $v^2 > -c^2$ верно в обычном базовом пространстве-времени. Так как скорости v и c принимают положительные численные значения, оно выполняется вследствие хорошо известного факта, что положительные числа больше, чем отрицательные.

*Так как мы рассматриваем сигнатуру $(+---)$, мы имеем $g_{11} = -1$.

Второе условие $v^2 = -c^2$ не имеет места в базовом пространстве-времени, оно верно как частный случай обычного условия $v^2 \geqslant -c^2$ в расширенном пространстве типа II. Это условие означает, что как только линейная скорость вращения пространства достигает скорости света, сигнатура пространства меняет свой тип от $(+---)$ к $(-+++)$.

Иными словами, данное расширенное пространство-время типа II является транзитным между досветовой областью и изотропной светоподобной, что означает изменение знаков сигнатуры пространства — ось времени и трёхмерные пространственные оси меняются местами. Таким образом, мы приходим к условию расширенного пространства типа II:

Условие расширенного пространства типа II: Расширенное пространство-время типа II ($v^2 \geqslant -c^2$) является обобщением базового пространства-времени Общей Теории Относительности ($v^2 > -c^2$), при котором пространство-время меняет знаки своей сигнатуры как только скорость вращения пространства достигает скорости света, т. е. пространство становится светоподобной областью.

Расширенное базовое пространство-время типа III

В этом пространстве-времени S-отрицаемо третье сигнатурное условие (2.56), другие сигнатурные условия (2.54, 2.55, 2.57) остаются неизменными. Таким образом, данное расширенное пространство типа III, третье сигнатурное условие которого S-отрицаемо, представимо в следующей форме

$$\det \begin{Vmatrix} g_{00} & g_{01} & g_{02} \\ g_{10} & g_{11} & g_{12} \\ g_{20} & g_{21} & g_{22} \end{Vmatrix} \geqslant 0\,, \tag{2.80}$$

которая, с учётом другой формы третьего сигнатурного условия (2.52), может быть преобразована в формулу

$$\det \begin{Vmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{Vmatrix} = h_{11}\,h_{22} - h_{12}^2 \geqslant 0\,, \tag{2.81}$$

включающего в себя два разных случая

$$h_{11}\,h_{22} - h_{12}^2 > 0\,, \qquad h_{11}\,h_{22} - h_{12}^2 = 0\,. \tag{2.82}$$

Таким образом, третье начальное сигнатурное условие (2.56) в этом пространстве отчасти истинно, отчасти ложно.

Это условие с математической точки зрения неясно, так как в нём содержится много параметров. К сожалению, поэтому мы не можем сделать чёткий вывод о характере особенности расширенных пространств типа III. Требуется дополнительное исследование.

Расширенное базовое пространство типа IV

В этом пространстве-времени S-отрицаемо четвёртое сигнатурное условие (2.57), другие сигнатурные условия (2.54, 2.55, 2.56) остаются неизменными. Таким образом, для данного расширенного пространства-времени типа IV, четвёртое сигнатурное условие S-отрицаемо в следующей форме

$$g = \det \| g_{\alpha\beta} \| = \det \left\| \begin{matrix} g_{00} & g_{01} & g_{02} & g_{03} \\ g_{10} & g_{11} & g_{12} & g_{13} \\ g_{20} & g_{21} & g_{22} & g_{23} \\ g_{30} & g_{31} & g_{32} & g_{33} \end{matrix} \right\| \leqslant 0\,, \qquad (2.83)$$

которая включает в себя два разных случая

$$g = \det \| g_{\alpha\beta} \| < 0\,, \qquad g = \det \| g_{\alpha\beta} \| = 0\,. \qquad (2.84)$$

Таким образом, четвёртое начальное сигнатурное условие $g < 0$ (2.57) является частично истинным и частично нет для любой точки такого пространства. Начальное условие $g < 0$ истинно в базовом пространстве-времени. Второе условие $g = 0$, будучи частным случаем общего условия $g \leqslant 0$, может быть истинным только в расширенном пространстве типа IV.

Так как детерминант g фундаментального метрического тензора $g_{\alpha\beta}$, будучи рассмотрен в системе отсчёта наблюдателя, сопутствующего своему телу отсчёта, зависит от величины детерминанта наблюдаемого метрического тензора h_{ik},

$$h = -\frac{g}{g_{00}}\,, \qquad (2.85)$$

отсюда следует равенство $g = 0$ [39, 40, 41], т. е. вырождение фундаментального метрического тензора, означает также вырождение наблюдаемого метрического тензора $h = 0$. Таким образом,

расширенное пространство-время типа IV включает области, где метрика пространства-времени является полностью вырожденной. Эти области относятся к *вырожденному пространству-времени*.

В такой полностью вырожденной области пространственно-временно́й интервал $ds^2 = g_{\alpha\beta}\,dx^\alpha dx^\beta$, пространственный наблюдаемый интервал $d\sigma^2 = h_{ik}\,dx^i dx^k$ и наблюдаемый интервал времени становятся равными нулю*

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - d\sigma^2 = 0\,, \qquad c^2 d\tau^2 = d\sigma^2 = 0\,. \tag{2.86}$$

Условие $d\tau^2 = 0$ означает, что физическое наблюдаемое время τ имеет одно и то же значение вдоль всей траектории. Условие $d\sigma^2 = 0$ означает, что все трёхмерные траектории имеют нулевую длину. Принимая во внимание определения $d\tau$ и $d\sigma^2$ (2.18, 2.19) в сопутствующей наблюдателю системе отсчёта

$$d\tau = \sqrt{g_{00}}\,dt + \frac{g_{0i}}{c\sqrt{g_{00}}}dx^i, \tag{2.87}$$

$$d\sigma^2 = \left(-g_{ik} + \frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}}\right)dx^i dx^k, \tag{2.88}$$

а также тот факт, что в сопутствующей системе отсчёта $h_{00} = 0$, $h_{0i} = 0$, запишем условия $d\tau^2 = 0$ и $d\sigma^2 = 0$ в виде

$$cd\tau = \left[1 - \frac{1}{c^2}\left(\mathrm{w} + v_i u^i\right)\right]cdt = 0\,, \qquad dt \neq 0\,, \tag{2.89}$$

$$d\sigma^2 = h_{ik}dx^i dx^k = 0\,, \tag{2.90}$$

где $u^i = \dfrac{dx^i}{dt}$ — трёхмерная координатная скорость частицы, отличная от физической наблюдаемой скорости $\mathrm{v}^i = \dfrac{dx^i}{d\tau}$.

Подставляя $h_{ik} = -g_{ik} + \frac{1}{c^2}\,v_i v_k$ в (2.89) и поделив его на dt^2, мы получим *физические условия вырождения* (2.89) и (2.90) в окончательном виде

$$\mathrm{w} + v_i u^i = c^2, \tag{2.91}$$

*Нужно заметить, что $ds^2 = 0$ верно не только при $c^2 d\tau^2 = d\sigma^2 = 0$, но также если даже $c^2 d\tau^2 = d\sigma^2 \neq 0$, что справедливо в базисном пространстве-времени в светоподобной (изотропной) области, где распространяется свет.

$$g_{ik}u^i u^k = c^2\left(1-\frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)^2, \tag{2.92}$$

где $v_i u^i$ — скалярное произведение линейной скорости вращения пространства v_i и координатной скорости частицы u^i.

Окончательно, мы приходим к условию расширенных пространств типа IV:

Условие расширенных пространств типа IV: Расширенное пространство-время типа IV ($g\leqslant 0$) является обобщением базового пространства-времени Общей Теории Относительности ($g<0$), включающим области, где пространство-время находится в полностью вырожденном состоянии ($g=0$).

Рассматривая такие полностью вырожденные области с точки зрения обычного наблюдателя, мы видим, что и временные, и пространственные интервалы между любыми событиями внутри этой области равны нулю, откуда следует, что вся область на самом деле является точкой.

Расширенное базовое пространство-время типа V

В этом пространстве-времени все четыре сигнатурных условия (2.54, 2.55, 2.56, 2.57) S-отрицаемы, поэтому в данном расширенном пространстве-времени типа V все сигнатурные условия, S-отрицаемые следующим образом

$$\det\|\,g_{00}\| = g_{00} \geqslant 0\,, \tag{2.93}$$

$$\det\begin{Vmatrix} g_{00} & g_{01} \\ g_{10} & g_{11} \end{Vmatrix} = g_{00}\,g_{11} - g_{01}^2 \leqslant 0\,, \tag{2.94}$$

$$\det\begin{Vmatrix} g_{00} & g_{01} & g_{02} \\ g_{10} & g_{11} & g_{12} \\ g_{20} & g_{21} & g_{22} \end{Vmatrix} \geqslant 0\,, \tag{2.95}$$

$$g = \det\|\,g_{\alpha\beta}\| = \det\begin{Vmatrix} g_{00} & g_{01} & g_{02} & g_{03} \\ g_{10} & g_{11} & g_{12} & g_{13} \\ g_{20} & g_{21} & g_{22} & g_{23} \\ g_{30} & g_{31} & g_{32} & g_{33} \end{Vmatrix} \leqslant 0\,. \tag{2.96}$$

Таким образом, все четыре сигнатурных условия частично верны, частично нет, в каждой точке данного расширенного пространства-времени.

Очевидно, что расширенное пространство типа V содержит расширенные пространства типов I, II, III и IV как частные случаи, являясь общим пространством для всех них. Принимая во внимание их свойства, мы получим условие расширенного пространства типа V:

Условие расширенного пространства типа V: Расширенное пространство-время типа V, будучи общим пространством для расширенных пространств типов I, II, III и IV, является обобщением базового пространства-времени Общей Теории Относительности. Оно: 1) допускает коллапс; 2) обладает следующим свойством: его сигнатура меняет знаки, когда скорость вращения пространства становится световой и пространство становится светоподобной изотропной областью; 3) допускает полное вырождение метрики, когда вся вырожденная область стягивается в точку, где все движения являются мгновенными; 4) имеет некоторые другие свойства, связанные с третьим сигнатурным условием (до настоящего момента их смысл неясен).

Отрицательно S-отрицаемые расширенные пространства и смешанные типы

Мы можем также S-отрицать сигнатуры, допускающие возможность $g_{00} > 0$ для типа I, но это означает, что гравитационный потенциал должен быть мнимым, и т. д. Можем даже принимать во внимание "смешанные" случаи типа I-II, и т. д. Но большинство из них являются бессмысленными с точки зрения геометрии. Поэтому мы рассматриваем только включённые с самого начала пять главных типов, и любой, кто имеет такое желание, может развить теорию расширенных пространств "смешанных" типов.

2.6 Больше о расширенном пространстве-времени типа IV

Здесь мы будем детально исследовать структуру расширенного пространства-времени типа IV, которое, будучи обобщением базового пространства-времени Общей Теории Относительности

(где метрический тензор $g_{\alpha\beta}$ является строго невырожденным $g<0$), включает области, где это пространство-время находится в полностью вырожденном состоянии ($g=0$, нуль-пространство). Рассмотрим условия, которые в нём выполняются

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - d\sigma^2 = 0\,, \qquad c^2 d\tau^2 = d\sigma^2 = 0\,. \tag{2.97}$$

Условие $d\tau^2=0$ означает, что с точки зрения обычного наблюдателя время τ имеет одно и то же значение вдоль всей траектории в нуль-пространстве. Условие $d\sigma^2=0$ означает, что все пространственные наблюдаемые траектории в нуль-пространстве имеют нулевую наблюдаемую длину. Принимая во внимание определения $d\tau$ (2.18) и $d\sigma^2=h_{ik}\,dx^i dx^k$ (2.19), мы можем записать условия $d\tau^2=0$ и $d\sigma^2=0$ в виде

$$d\tau = \left[1 - \frac{1}{c^2}\left(\mathrm{w} + v_i u^i\right)\right] dt = 0\,, \qquad dt \neq 0\,, \tag{2.98}$$

$$d\sigma^2 = h_{ik}\,dx^i dx^k = 0\,, \tag{2.99}$$

где трёхмерная координатная скорость частицы $u^i=dx^i/dt$ отличается от физически наблюдаемой скорости $\mathrm{v}^i=dx^i/d\tau$.

Как известно, необходимым и достаточным условием полного вырождения квадратичной метрической формы является равенство нулю детерминанта её метрического тензора. Из-за вырождения трёхмерной наблюдаемой метрической формы $d\sigma^2 = h_{ik}\,dx^i dx^k$ это условие имеет вид $h=\det\|h_{ik}\|=0$. Детерминант наблюдаемого метрического тензора h_{ik} имеет вид [1, 4]

$$h = -\frac{g}{g_{00}}\,, \qquad g = \det\|g_{\alpha\beta}\|\,, \tag{2.100}$$

так что, если трёхмерная форма $d\sigma^2$ является вырожденной $h=0$, то четырёхмерная форма ds^2 также вырождена $g=0$. Поэтому четырёхмерное пространство-время, в котором выполняются условия (2.98) и (2.99), является *полностью вырожденным пространством-временем*.

Принимая во внимание формулу (2.98) для наблюдаемого метрического тензора в сопутствующей системе отсчёта

$$h_{ik} = -g_{ik} + b_i b_k = \,-\,g_{ik} + \frac{1}{c^2}\,v_i v_k\,, \tag{2.101}$$

мы приходим к окончательному виду выражений (2.98) и (2.99)

$$\mathrm{w} + v_i u^i = c^2, \qquad g_{ik}\, u^i u^k = c^2 \left(1 - \frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)^2, \tag{2.102}$$

где $v_i u^i$ — скалярное произведение скорости вращения пространства v_i и координатной скорости u^i находящейся в нём частицы. Мы охарактеризуем условия (2.102) как *физические условия вырождения вырождения* пространства.

Если пространство, для которого выполняются эти условия, не вращается, $v_i = 0$, то первое условие принимает вид $\mathrm{w} = c^2$, следовательно, $\sqrt{g_{00}} = 0$. Это означает, что гравитационный потенциал w тела отсчёта является достаточно сильным, чтобы привести к коллапсу в нуль-пространстве (на поверхности некоторого радиуса, для которого $\sqrt{g_{00}} = 0$).

Используя первое условие вырождения в форме (2.98), мы получим соотношение между наблюдаемой скоростью v^i частицы в нуль-пространстве и её координатной скоростью u^i там же

$$\mathrm{v}^i = \frac{u^i}{1 - \frac{1}{c^2}\left(\mathrm{w} + v_k u^k\right)}\,, \tag{2.103}$$

следовательно, мы можем выразить пространственно-временнóй интервал ds^2 в форме, содержащей условия вырождения

$$\begin{gathered} ds^2 = c^2 d\tau^2 - h_{ik}\, dx^i dx^k = c^2 d\tau^2 \left(1 - \frac{\mathrm{v}^2}{c^2}\right) = \\ = c^2 dt^2 \left\{ \left[1 - \frac{1}{c^2}\left(\mathrm{w} + v_k u^k\right)\right]^2 - \frac{u^2}{c^2} \right\}. \end{gathered} \tag{2.104}$$

В четырёхмерном псевдоримановом пространстве ($g < 0$) эта метрика становится метрикой обычного пространства-времени Общей Теории Относительности. При выполнении условия вырождения она становится метрикой нуль-пространства, которое является полностью вырожденным ($g = 0$). По этой причине мы рассматриваем метрику (2.104) в качестве метрики четырёхмерного обобщённого пространства-времени ($g \leqslant 0$), состоящего как из псевдориманова пространства, так и из нуль-пространства.

Вернёмся к геометрической интерпретации полученных нами условий вырождения. Подставив формулу для h_{ik} (2.101) в

$d\sigma^2 = 0$, мы получим четырёхмерную форму метрики в нуль-пространстве

$$ds^2 = \left(1 - \frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)^2 c^2 dt^2 - g_{ik}\, dx^i dx^k = 0\,. \tag{2.105}$$

Таким образом, в нуль-пространстве трёхмерное пространство не вращается, в то же время вращение нуль-пространства как целого содержится во временнóй компоненте этой метрики, где $\mathrm{w} = c^2 - v_i u^i$ в соответствие с первым условием вырождения (2.102).

При выполнении условия гравитационного коллапса ($\mathrm{w} = c^2$) метрика нуль-пространства (2.105) принимает вид

$$ds^2 = -g_{ik}\, dx^i dx^k = 0\,, \qquad \det \| g_{ik} \| = 0\,, \tag{2.106}$$

т. е. становится полностью пространственной. Факт, что квадратичная форма $g_{ik}\, dx^i dx^k$ является знакоопределённой, приводит к тому, что $g_{ik}\, dx^i dx^k$ может обратиться в нуль только, только когда детерминант метрического тензора g_{ik} равен нулю. Поэтому при выполнении условия коллапса в нуль-пространстве трёхмерное пространство вырождается.

Так как первое условие вырождения имеет вид $\mathrm{w} + v_i u^i = c^2$, где величина $v_i u^i = v\, u \cos(v_i; u^i)$ — скалярное произведение скорости вращения пространства и координатной скорости частицы, мы находим три частных случая гравитационных полей, допустимых в нуль-пространстве (в зависимости от величины $v_i u^i$):

- Если мы имеем $v_i u^i > 0$, то угол α между v_i и u^i заключен в пределах $\frac{3\pi}{2} < \alpha < \frac{\pi}{2}$. Так как второе условие вырождения означает, что $u = c\sqrt{g_{00}}$, то гравитационный потенциал $\mathrm{w} < c^2$ (обычное гравитационное поле);
- Если $v_i u^i < 0$, то α находится в пределах $\frac{\pi}{2} < \alpha < \frac{3\pi}{2}$ и $\mathrm{w} > c^2$ (сверхсильное гравитационное поле);
- Условие $v_i u^i = 0$ верно, только если $\alpha = \frac{\pi}{2}; \frac{3\pi}{2}$ или при условии $\mathrm{w} = c^2$ (гравитационный коллапс).

Выразим условия вырождения базисных векторов $\vec{e}_{(\alpha)}$ в плоском пространстве, касательном к псевдориманову пространству в данной точке. Базисные векторы $\vec{e}_{(\alpha)}$ касательны к координатным линиям данного пространства. Очевидно, что такое плоское касательное пространство можно построить в каждой точке данного пространства [5, 6]. Тогда, так как $ds^2 = g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha dx^\beta$ —

скалярное произведение двух векторов бесконечно малого смещения $\vec{r}=\vec{e}_{(\alpha)}dx^\alpha$, мы имеем

$$g_{\alpha\beta} = \vec{e}_{(\alpha)}\vec{e}_{(\beta)} = e_{(\alpha)}e_{(\beta)}\cos\left(x^\alpha; x^\beta\right), \tag{2.107}$$

$$\mathrm{w} = c^2\left(1 - e_{(0)}\right), \qquad v_i = -c\, e_{(i)}\cos\left(x^0; x^i\right), \tag{2.108}$$

и первое условие вырождения $\mathrm{w}+v_i u^i = c^2$ принимает вид

$$c\, e_{(0)} = -e_{(i)}u^i\cos\left(x^0; x^i\right). \tag{2.109}$$

В этой формуле временно́й базисный вектор $\vec{e}_{(0)}$ является линейно зависимым от всех пространственных базисных векторов $\vec{e}_{(i)}$. Это означает вырождение пространства-времени, так как формула (2.109) представляет собой *геометрическое условие вырождения*. В случае гравитационного коллапса ($\mathrm{w}=c^2$) длина $e_{(0)}=\sqrt{g_{00}}$ временно́го базисного вектора $\vec{e}_{(0)}$ становится равной нулю $e_{(0)}=0$. В отсутствии гравитационных полей длина равна $e_{(0)}=1$. В промежуточных случаях величина $e_{(0)}$ становится меньше единицы, так как действующее гравитационное поле становится сильнее и, таким образом, уменьшает его длину.

Как известно, в любой точке четырёхмерного псевдориманова пространства существует гиперповерхность, уравнение которой имеет вид $g_{\alpha\beta}\,dx^\alpha dx^\beta=0$. Это пространственно-временна́я область, где обитают светоподобные частицы. Так как в этой области $ds^2=0$, то данное условие имеет место вдоль всех направлений, находящихся внутри этой области. Следовательно, все эти направления являются изотропными. Поэтому эта область является общей с изотропным, или световым, конусом.

Так как метрика внутри нуль-пространства на самом деле — (2.105), изотропный конус можно построить в любой из её точек. Однако описывающее её уравнение

$$\left(1-\frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)^2 c^2dt^2 - g_{ik}\,dx^i dx^k = 0\,, \tag{2.110}$$

не является уравнением изотропного конуса. Различие между изотропным и световым конусами состоит в том, что первый член метрики (2.110), следующий из условия вырождения $\mathrm{w}+v_i u^i=c^2$, типичен только для нуль-пространства. Поэтому мы назовём (2.110) *вырожденным изотропным конусом*. Заметим, что этот специфический член является непосредственно

функцией вращения пространства, поэтому вырожденный изотропный конус является конусом вращения. При гравитационном коллапсе этот член равен нулю, а его уравнение

$$g_{ik}\,dx^i dx^k = 0 \tag{2.111}$$

в этом случае описывает трёхмерную вырожденную гиперповерхность. Если мы имеем $\mathrm{w}=0$, то $v_i u^i = c^2$ и уравнение вырожденного изотропного конуса (2.110) принимает вид

$$c^2 dt^2 - g_{ik}\,dx^i dx^k = 0\,, \tag{2.112}$$

т. е. координатное время течёт равномерно. Чем больше величина гравитационного потенциала w, тем "ближе" вырожденный конус к пространственному сечению. В предельном случае, когда $\mathrm{w}=c^2$, вырожденный конус превращается в трёхмерное пространство (коллапсирует). В отсутствие гравитационных полей ($\mathrm{w}=0$) вырожденный конус наиболее "удалён" от пространственного сечения.

Легко видеть, что метрика в обычном псевдоримановом пространстве, выраженная через коэффициент w/c^2

$$ds^2 = \left(1-\frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)^2 c^2 dt^2 - 2\left(1-\frac{\mathrm{w}}{c^2}\right) v_i\,dx^i dt + g_{ik}\,dx^i dx^k, \tag{2.113}$$

при гравитационном коллапсе принимает вид $g_{ik}\,dx^i dx^k = 0$, аналогичный метрике нуль-пространства в состоянии коллапса (2.111). Однако это не одно и то же из-за дополнительного условия $\mathrm{w}+v_i u^i = c^2$, типичного для нуль-пространства, но не выполняющегося в псевдоримановом пространстве. Вывод: нуль-пространство, наблюдаемое обычным наблюдателем, "выглядит" так же, как и вырожденная поверхность в нуль-пространстве ("дважды вырожденная" поверхность) с точки зрения гипотетического наблюдателя, находящегося в нуль-пространстве.

Предполагая это, мы можем сделать вывод, что изотропный световой конус $g_{\alpha\beta}\,dx^\alpha dx^\beta = 0$ содержит как предельный случай вырожденный изотропный конус (2.110), который в свою очередь содержит вырожденный изотропный конус (2.111) в состоянии коллапса, заполненный вырожденной материей нуль-пространства. Это — иллюстрация фрактальности мира, представленного здесь как совокупность изотропных конусов, находящихся друг внутри друга.

Как известно, любая частица в пространстве-времени связана со своей мировой линией, пересекающей пространственные координаты частицы в любой данный момент времени. Отдельная массовая частица с массой покоя m_0 представлена своим четырёхмерным вектором импульса P^α, в то время как безмассовая частица с частотой ω представлена своим четырёхмерным волновым вектором K^α

$$P^\alpha = m_0 \frac{dx^\alpha}{ds}\,, \qquad K^\alpha = \frac{\omega}{c}\frac{dx^\alpha}{d\sigma}\,, \tag{2.114}$$

где параметр дифференцирования вдоль изотропной линии безмассовой частицы — ненулевой пространственный интервал $d\sigma^2 \neq 0$, так как вдоль этой линии $ds^2 = 0$. Однако эти векторы не подходят для представления частицы в нуль-пространстве, так как в нём оба этих параметра равны нулю.

Для того, чтобы охарактеризовать частицу в обобщённом пространстве-времени ($g \leqslant 0$), состоящем из псевдориманова пространства и полностью вырожденного пространства-времени (нуль-пространства), выразим вектор импульса P^α в форме, включающей условие вырождения

$$P^\alpha = m_0 \frac{dx^\alpha}{ds} = \frac{M}{c}\frac{dx^\alpha}{dt}\,, \tag{2.115}$$

$$M = \frac{m_0}{\sqrt{\left[1 - \frac{1}{c^2}\left(\mathrm{w} + v_k u^k\right)\right]^2 - \frac{u^2}{c^2}}}\,, \tag{2.116}$$

где масса M, содержащая первое условие вырождения, зависит не только от трёхмерной скорости частиц, но и от гравитационного потенциала w и от скорости вращения пространства v_i. Формула (2.115) показывает, что параметром дифференцирования вдоль мировых линий в обобщённом пространстве-времени является величина ct, где t — координатное время.

Мы можем также выразить массу M (2.116) в форме

$$M = \frac{m}{1 - \frac{1}{c^2}\left(\mathrm{w} + v_i u^i\right)}\,, \tag{2.117}$$

которая представляет собой отношение между двумя величинами, каждая из которых при выполнении условия вырождения равна нулю, но само отношение отлично от нуля $M \neq 0$. Такое

представление не является принципиально новым. То же самое условие имеет место для релятивистской массы m при достижении ей скорости света: в этом случае релятивистская масса $m \neq 0$ представляет собой отношение массы покоя $m_0 = 0$ к релятивистскому корню, обращающимися в нуль при $\mathrm{v} = c$. Поэтому светоподобные (безмассовые) частицы представляют собой предельный случай массовых при $\mathrm{v} = c$, в то время как нуль-частицы можно рассматривать как предельный случай светоподобных при выполнении условия вырождения. В итоге в обобщённом пространстве-времени возможны два предельных случая:

- *световой барьер*, преодоление которого частицей возможно, когда её скорость станет больше скорости света;
- *нуль-переход*, при котором частица должна находиться в состоянии, определяемом условиями вырождения.

Хронометрически инвариантные проекции вектора P^α (2.115) в системе отсчёта обычного наблюдателя равны

$$\frac{P_0}{\sqrt{g_{00}}} = M\left[1 - \frac{1}{c^2}\left(\mathrm{w} + v_i u^i\right)\right] = m\,, \tag{2.118}$$

$$P^i = \frac{M}{c}\,u^i = \frac{m}{c}\,\mathrm{v}^i, \tag{2.119}$$

в то время как остальные компоненты равны

$$P^0 = M = \frac{m}{1 - \frac{1}{c^2}\left(\mathrm{w} + v_i u^i\right)}\,, \tag{2.120}$$

$$P_i = -\frac{M}{c}\left[u_i + v_i - \frac{1}{c^2}\,v_i\left(\mathrm{w} + v_k u^k\right)\right]. \tag{2.121}$$

В нуль-пространстве, где выполняются условия вырождения (2.102), компоненты принимают вид

$$\frac{P_0}{\sqrt{g_{00}}} = m = 0\,, \qquad P^i = \frac{M}{c}\,u^i, \tag{2.122}$$

$$P^0 = M\,, \qquad P_i = -\frac{M}{c}\,u_i\,, \tag{2.123}$$

т. е. нуль-частицы, обладающие нулевой массой покоя и нулевой релятивистской массой, имеют ненулевую массу M (2.117).

Теперь рассмотрим частицу в обобщённом пространстве-времени в рамках дуальной концепции частица-волна. Мы будем рассматривать частицу как волну в приближении геометрической оптики. Так как четырёхмерный волновой вектор безмассовой частицы в приближении геометрической оптики равен [37]

$$K_\alpha = \frac{\partial\psi}{\partial x^\alpha}\,, \tag{2.124}$$

где ψ — фаза волны (эйконал), мы представим в аналогичной форме четырёхмерный вектор импульса P^α

$$P_\alpha = \frac{\hbar}{c}\frac{\partial\psi}{\partial x^\alpha}\,, \tag{2.125}$$

где $\hbar$ — постоянная Планка. Его хронометрически инвариантные проекции в обобщённом пространстве-времени равны

$$\frac{P_0}{\sqrt{g_{00}}} = \frac{\hbar}{c^2}\frac{{}^*\partial\psi}{\partial t}\,, \qquad P^i = -\frac{\hbar}{c}\,h^{ik}\frac{{}^*\partial\psi}{\partial x^k} \tag{2.126}$$

в то время как оставшиеся компоненты имеют вид

$$P_i = \frac{\hbar}{c}\left(\frac{{}^*\partial\psi}{\partial x^i} - \frac{1}{c^2}\,v_i\frac{{}^*\partial\psi}{\partial t}\right), \tag{2.127}$$

$$P^0 = \frac{\hbar}{c^2\sqrt{g_{00}}}\left(\frac{{}^*\partial\psi}{\partial t} - v^i\frac{{}^*\partial\psi}{\partial x^i}\right). \tag{2.128}$$

Из них можно получить две формулы. Первая из них, (2.129), связывает массу M с соответствующей ей полной энергией E. Вторая, (2.130), связывает пространственный обобщённый импульс Mu^i с изменением фазы волны ψ

$$Mc^2 = \frac{1}{1-\frac{1}{c^2}\left(\mathrm{w}+v_iu^i\right)}\,\hbar\frac{{}^*\partial\psi}{\partial t} = \hbar\,\Omega = E\,, \tag{2.129}$$

$$Mu^i = -\,\hbar\,h^{ik}\frac{{}^*\partial\psi}{\partial x^k}\,, \tag{2.130}$$

где Ω — обобщённая частота и ω — обычная частота

$$\Omega = \frac{\omega}{1-\frac{1}{c^2}\left(\mathrm{w}+v_iu^i\right)}\,, \qquad \omega = \frac{{}^*\partial\psi}{\partial t}\,. \tag{2.131}$$

Условие $P_\alpha P^\alpha = \mathrm{const} = 0$ в приближении геометрической оптики известно как уравнение эйконала. Для вектора импульса в обобщённом пространстве-времени (2.125) уравнение эйконала принимает вид

$$\frac{E^2}{c^2} - M^2 u^2 = \frac{E_0^2}{c^2}\,, \qquad (2.132)$$

где $E = mc^2$ и $E_0 = m_0 c^2$. Используя соотношение (3.131), мы находим волновую форму вектора импульса P^α (2.125)

$$P^\alpha = \frac{\hbar\,\Omega}{c^3}\frac{dx^\alpha}{dt} = \frac{\hbar\,\dfrac{{}^*\partial\psi}{\partial t}}{c^3\left[1 - \dfrac{1}{c^2}\left(\mathrm{w} + v_i u^i\right)\right]}\frac{dx^\alpha}{\partial t}\,, \qquad (2.133)$$

$$P_\alpha P^\alpha = \frac{\hbar^2\Omega^2}{c^4}\left\{\left[1 - \frac{1}{c^2}\left(\mathrm{w} + v_i u^i\right)\right]^2 - \frac{u^2}{c^2}\right\}, \qquad (2.134)$$

которая включает в себя условие вырождения. Для частицы, находящейся в нуль-пространстве, выполняется условие $P_\alpha P^\alpha = 0$. Таким образом, с точки зрения обычного наблюдателя, квадрат четырёхмерного вектора импульса нуль-частицы остается неизменным.

Принимая во внимание условие $P_\alpha P^\alpha = 0$ для волновой формы четырёхмерного вектора импульса и подставляя $\omega = 0$, что имеет место в нуль-пространстве, мы получим, что с точки зрения обычного наблюдателя уравнение эйконала для нуль-частицы является уравнением стоячей волны

$$h^{ik}\frac{{}^*\partial\psi}{\partial x^i}\frac{{}^*\partial\psi}{\partial x^k} = 0\,. \qquad (2.135)$$

Иными словами, обычный наблюдатель, смотрящий на нуль-частицу, видит её как *светоподобные стоячие волны*, или как светоподобную голограмму.

2.7 Расширенное пространство-время типа IV: пространство обитания виртуальных фотонов

Теперь мы рассмотрим одно из преимуществ, которые достигаются при рассмотрении не четырёхмерного псевдориманова пространства, а его обобщения — расширенного пространства-времени типа IV. Напомним, расширенное пространство-время

типа IV, в отличие от базового псевдориманова пространства-времени, которое является строго невырожденным (детерминант фундаментального метрического тензора строго меньше нуля $g < 0$), допускает полное вырождение пространственно-временно́й метрики ($g = 0$). Таким образом, метрика такого расширенного пространства-времени типа IV может быть и невырожденной, и вырожденной, так что условие $g \leqslant 0$ там верно.

Как известно, диаграммы Фейнмана ясно показывают, что почти все фактические схемы взаимодействия между элементарными частицами и виртуальными частицами — это процессы излучения и поглощения виртуальных частиц. Квантовая электродинамика описывает виртуальные частицы как частицы, для которых, в отличие от обычных, соотношение между энергией и импульсом

$$E^2 - c^2p^2 = E_0^2\,, \tag{2.136}$$

где $E = mc^2$, $p^2 = m^2\mathrm{v}^2$, $E_0 = m_0c^2$, не выполняется. Иными словами, для виртуальных частиц $E^2 - c^2p^2 \neq E_0^2$. В псевдоримановом пространстве соотношение (2.136), следующее из условия $P_\alpha P^\alpha = \mathrm{const}$, вдоль мировой линии равно

$$P_\alpha P^\alpha = g_{\alpha\beta}P^\alpha P^\beta = m_0^2 g_{\alpha\beta}\frac{dx^\alpha}{ds}\frac{dx^\beta}{ds} = m_0^2\,. \tag{2.137}$$

Оно имеет такой же вид, что и (2.136), где $p^i = m\mathrm{v}^i$ — наблюдаемый вектор импульса частицы, а его квадрат равен $p^2 = h_{ik}\,p^ip^k$, см. [1, 5, 6]. Таким образом, $E^2 - c^2p^2 \neq E_0^2$ означает, что квадрат четырёхмерного импульса виртуальной частицы при параллельном переносе не сохраняется $P_\alpha P^\alpha \neq \mathrm{const}$.

Как упоминалось раньше, для частицы, находящейся в нуль-пространстве, условие $P_\alpha P^\alpha = 0$ верно. Таким образом, с точки зрения обычного наблюдателя, величина квадрата четырёхмерного вектора импульса, описывающего нуль-частицу, остается неизменной. Однако с точки зрения внутреннего наблюдателя, находящегося в нуль-пространстве, данное утверждение неверно. Причина этого состоит в том, что наблюдаемая им метрика нуль-пространства $d\mu^2 = g_{ik}\,dx^idx^k$ не является инвариантной, так как формула (2.110), описывающая четырёхмерную метрику нуль-пространства, даёт

$$d\mu^2 = g_{ik}\,dx^idx^k = \left(1 - \frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)^2 c^2dt^2 \neq \mathrm{inv}\,. \tag{2.138}$$

Таким образом, с точки зрения внутреннего наблюдателя, величина квадрата четырёхмерной скорости нуль-частицы, превратившаяся в чисто пространственную

$$U_\alpha U^\alpha = g_{ik}u^i u^k = \left(1 - \frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)^2 c^2 \neq \mathrm{const}, \tag{2.139}$$

не сохраняется. Этот факт приводит нас к заключению, что виртуальные частицы можно отождествить с нуль-частицами в обобщённом пространстве-времени ($g \leqslant 0$), допускающем вырождение метрики.

Теперь мы хотим увидеть, какие типы частиц населяют нуль-пространство. Сначала рассмотрим условия вырождения 2.102) в отсутствии гравитационных полей ($\mathrm{w}=0$). Они примут вид

$$v_i u^i = c^2, \qquad g_{ik}u^i u^k = c^2, \tag{2.140}$$

следовательно, в отсутствии гравитации нуль-частицы распространяются с координатной скоростью, величина которой равна скорости света

$$u = \sqrt{g_{ik}u^i u^k} = c\,. \tag{2.141}$$

Первое условие вырождения

$$v_i u^i = v u \cos\left(v_i; u^i\right) = c^2, \tag{2.142}$$

включающее $u=c$, верно для векторов v_i и u^i, когда они сонаправлены. Следовательно, в отсутствии гравитационных полей нуль-частицы движутся с линейной скоростью, равной скорости света, и, в то же время, вращаются также со скоростью света. Мы будем рассматривать такие частицы как *виртуальные фотоны*. С точки зрения внутреннего наблюдателя, находящегося в нуль-пространстве, метрика нуль-пространства вдоль этих траекторий, равная

$$d\mu^2 = g_{ik}dx^i dx^k = c^2 dt^2 \neq 0\,, \tag{2.143}$$

сходна с метрикой $d\sigma^2 = c^2 d\tau^2 \neq 0$ вдоль траекторий обычных фотонов в псевдоримановом пространстве.

Вообще говоря, когда гравитационные поля существуют, $\mathrm{w} \neq 0$, условия вырождения (2.102) принимают вид

$$v_i u_*^i = c^2\,, \quad u_*^i = \frac{dx^i}{dt_*}\,, \quad t_* = \left(1 - \frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)t\,, \tag{2.144}$$

$$u_*^2 = g_{ik} u_*^i u_*^k = g_{ik} \frac{dx^i}{dt_*} \frac{dx^k}{dt_*} = c^2, \qquad (2.145)$$

то есть такие нуль-частицы вращаются и движутся в нуль-пространстве со скоростью, равной скорости света. Таким образом, они также являются *виртуальными фотонами*.

Заметим, что рассмотрение виртуальных массовых частиц бессмысленно, так как все частицы в нуль-пространстве, по определению, обладают нулевой массой покоя. Поэтому только виртуальные фотоны и их разновидности являются виртуальными частицами.

Виртуальные частицы в состоянии коллапса ($\mathrm{w} = c^2$) отнесем к *виртуальным коллапсарам*. Для них условия вырождения (2.102) примут вид

$$v_i u^i = 0\,, \qquad g_{ik} dx^i dx^k = 0\,, \qquad (2.146)$$

откуда следуют два частных случая: 1) нуль-коллапсары находятся в покое по отношению к наблюдателю, находящемуся в нуль-пространстве, тогда мировые линии вокруг этих коллапсаров сжимаются в точку — все $dx^i = 0$; 2) трёхмерная метрика внутри нуль-пространства вырождается $\det \| g_{ik} \| = 0$.

Однако с точки зрения внешнего наблюдателя, являющегося обычным наблюдателем в лаборатории на Земле, наблюдаемая скорость $\mathrm{v}^i = dx^i/d\tau$ виртуальной частицы, как виртуального фотона, так и виртуального коллапсара, является бесконечно большой. Это справедливо, так как первое условие вырождения $v_i u^i = c^2$ обращает наблюдаемый интервал времени $d\tau$ между двумя любыми событиями в нуль-пространстве в нуль

$$d\tau = \left[1 - \frac{1}{c^2} \left(\mathrm{w} + v_i u^i \right) \right] dt = 0\,, \qquad dt \neq 0\,. \qquad (2.147)$$

Учитывая полученные выше результаты, мы можем сделать вывод, что с точки зрения обычного наблюдателя движение нуль-частицы выглядит как мгновенное перемещение.

Более того, нуль-частицы на самом деле являются виртуальными частицами, мгновенно переносящими взаимодействие между элементарными частицами в нашем мире. Это означает, что пространство виртуальных частиц и виртуальных взаимодействий, предсказанных квантовой электродинамикой, на самом деле представляет собой нуль-пространство в Общей Теории Относительности.

Квантовая электродинамика утверждает, что все взаимодействия между элементарными частицами, включая их рождение и уничтожение, происходят путём излучения и поглощения виртуальных частиц. Следовательно, нуль-частицы могут быть причиной рождения и смерти частиц нашего мира. Таким образом, их мгновенное распрстранение может осуществить телепортацию. Из-за того, что нуль-частицы могут пронизывать наш мир в виде стоячих волн (светоподобная голограмма), возможная телепортация может быть связана с физическими условиями, реализующимися при остановке света.

Таким образом, мы нашли место виртуальных частиц в Общей Теории Относительности. На самом деле — это путь к объединению Общей Теории Относительности с квантовой электродинамикой.

2.8 Расширенное пространство-время типа IV: неквантовая телепортация фотонов

Второе преимущество, которое достигается при рассмотрении не четырёхмерного псевдориманова пространства, а его обобщения, расширенного пространства-времени типа IV, состоит в том, что скорость любого движения в полностью вырожденной области расширенного пространства выглядит как бесконечно большая. Как известно, базовое пространство-время Общей Теории Относительности — четырёхмерное псевдориманово пространство, которое, вообще говоря, является неоднородным, искривлённым, а наблюдаемое трёхмерное пространство может гравитировать, вращаться и деформироваться. Квадрат пространственно-временнόго интервала $ds^2 = g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha dx^\beta$, выраженный в терминах физических наблюдаемых величин — хронометрических инвариантов [39, 40], принимает вид

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - d\sigma^2. \tag{2.148}$$

Здесь величина

$$d\tau = \left(1 - \frac{\mathrm{w}}{c^2}\right) dt - \frac{1}{c^2}\, v_i dx^i, \tag{2.149}$$

представляет собой интервал физического наблюдаемого времени, $\mathrm{w} = c^2(1 - \sqrt{g_{00}})$ — гравитационный потенциал, $v_i = -c\frac{g_{0i}}{\sqrt{g_{00}}}$

— линейная скорость вращения пространства, $d\sigma^2 = h_{ik}\,dx^i dx^k$ — квадрат пространственного наблюдаемого интервала, $h_{ik} = -g_{ik} + \frac{1}{c^2}\,v_i v_k$ — наблюдаемый пространственный метрический тензор, g_{ik} — пространственные компоненты фундаментального метрического тензора $g_{\alpha\beta}$ (пространственно-временные индексы являются греческими $\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3$, в то время как пространственные — латинские $i, k = 1, 2, 3$).

Следуя этому методу, рассмотрим частицу, смещающуюся в пространстве-времени на ds. Запишем ds^2 следующим образом

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 \left(1 - \frac{\mathrm{v}^2}{c^2}\right), \tag{2.150}$$

где $\mathrm{v}^2 = h_{ik}\,\mathrm{v}^i \mathrm{v}^k$, и $\mathrm{v}^i = \frac{dx^i}{d\tau}$ — трёхмерная наблюдаемая скорость частицы. Таким образом, ds является: 1) вещественной величиной при $\mathrm{v} < c$; 2) нулевой величиной при $\mathrm{v} = c$; 3) мнимой величиной при $\mathrm{v} > c$.

Частицы с ненулевой массой покоя $m_0 \neq 0$ (вещество) могут двигаться: 1) вдоль вещественных мировых траекторий $cd\tau > d\sigma$, обладая при этом вещественными релятивистскими массами $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \mathrm{v}^2/c^2}}$; 2) вдоль мнимых мировых траекторий $cd\tau < d\sigma$, обладая мнимыми релятивистскими массами $m = \frac{i m_0}{\sqrt{\mathrm{v}^2/c^2 - 1}}$ (тахионы). Мировые линии обоих типов частиц известны как *неизотропные траектории*.

Частицы с нулевой массой покоя $m_0 = 0$ (безмассовые частицы), обладающие ненулевыми релятивистскими массами $m \neq 0$, движутся со скоростью света вдоль мировых траекторий нулевой четырёхмерной длины $cd\tau = d\sigma$. Они известны как *изотропные траектории*. Безмассовые частицы относятся к светоподобным частицам — квантам электромагнитного поля (фотонам).

Условие, при котором частицы могут осуществить мгновенное перемещение (*телепортацию*), выглядит как равенство нулю наблюдаемого интервала времени $d\tau = 0$, так что *условие телепортации* имеет вид

$$\mathrm{w} + v_i u^i = c^2, \tag{2.151}$$

где $u^i = \frac{dx^i}{dt}$ — трёхмерная координатная скорость. Тогда квадрат пространственно-временно́го интервала этой мгновенно переме-

щающейся частицы принимает вид

$$ds^2 = -d\sigma^2 = -\left(1 - \frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)^2 c^2dt^2 + g_{ik}\, dx^i dx^k, \tag{2.152}$$

где $1 - \frac{\mathrm{w}}{c^2} = \frac{v_i u^i}{c^2}$ в этом случае, так как $d\tau = 0$.

На самом деле сигнатура $(+---)$, имеющая место в области пространства-времени обычного наблюдателя, принимает вид $(-+++)$ в той области пространства-времени, где частицы могут быть телепортированы. Таким образом, термины “время” и “трёхмерное пространство” в этой области меняются местами. “Время” телепортирующейся частицы есть “пространство” обычного наблюдателя, и наоборот: “пространство” телепортирующееся частицы есть “время” обычного наблюдателя.

Вначале рассмотрим частицы вещества. Как легко видеть, мгновенное перемещение (телепортация) таких частиц осуществляется вдоль траекторий, где имеет место условие $ds^2 = -d\sigma^2 \neq 0$. Таким образом, в терминах наблюдаемых величин траектории представляют собой чисто пространственные линии мнимой трёхмерной длины $d\sigma$, хотя, будучи выражены в идеальных мировых координатах t и x^i, эти траектории являются четырёхмерными. В частном случае, когда пространство не вращается ($v_i = 0$) или если его скорость вращения v_i ортогональна к координатной скорости частицы u^i (т. е. $v_i u^i = |v_i||u^i| \cos(v_i; u^i) = 0$), частицы вещества могут быть телепортированы только при условии, что имеет место гравитационный коллапс ($\mathrm{w} = c^2$). В этом случае мировые траектории телепортации, выраженные через идеальные мировые координаты, также являются чисто пространственными $ds^2 = g_{ik}\, dx^i dx^k$.

Далее, безмассовые светоподобные частицы (фотоны) могут быть телепортированы вдоль мировых траекторий в пространстве с метрикой

$$ds^2 = -d\sigma^2 = -\left(1 - \frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)^2 c^2dt^2 + g_{ik}\, dx^i dx^k = 0\,, \tag{2.153}$$

так как для фотонов $ds^2 = 0$ по определению. Таким образом, пространство телепортации фотонов характеризуется условиями $ds^2 = 0$ и $d\sigma^2 = c^2 d\tau^2 = 0$.

Полученное уравнение подобно уравнению “светового конуса” $c^2 d\tau^2 - d\sigma^2 = 0$ ($d\sigma \neq 0$, $d\tau \neq 0$), образующими которого явля-

ются мировые траектории светоподобных частиц. Однако, в отличие от уравнения светового конуса, полученное уравнение выражено через идеальные координаты t и x^i — но не через физические наблюдаемые величины.

Таким образом, телепортируемые фотоны движутся вдоль траекторий, являющихся образующими мирового конуса (подобного световому конусу) в той области пространства-времени, где могут быть телепортированы частицы вещества (метрика внутри той области была получена выше).

Рассматривая уравнение конуса телепортации фотонов с точки зрения обычного наблюдателя, мы видим, что пространственная наблюдаемая метрика $d\sigma^2 = h_{ik}\,dx^i dx^k$ становится вырожденной $h = \det\|h_{ik}\| = 0$ в области пространства-времени, названной конусом.

Используя соотношения $g = -h\,g_{00}$ [39, 40], мы находим, что четырёхмерная метрика $ds^2 = g_{\alpha\beta}\,dx^\alpha dx^\beta$ там также вырождается $g = \det\|g_{\alpha\beta}\| = 0$. Последний факт указывает на то, что сигнатурные условия, определяющие псевдоримановы пространства, нарушаются. Таким образом, телепортация фотонов осуществляется вне базового пространства-времени Общей Теории Относительности. Такое полностью вырожденное пространство было определено как *нуль-пространство* [41, 51], так как с точки зрения обычного наблюдателя пространственный и временно́й интервалы оба равны нулю.

При $d\tau = 0$ и $d\sigma = 0$ наблюдаемые релятивистская масса m и частота ω обращаются в нуль. Таким образом, с точки зрения обычного наблюдателя, все частицы, находящиеся в нуль-пространстве (в частности, телепортирующиеся фотоны), обладающие нулевой массой покоя $m_0 = 0$, имеют нулевую релятивистскую массу $m = 0$ и частоту $\omega = 0$. Поэтому частицы такого типа можно рассматривать как предельный случай безмассовых светоподобных частиц.

Мы будем относить все частицы, обитающие в нуль-пространстве, к *нуль-частицам*.

В рамках концепции частица-волна каждая частица задается своим мировым волновым вектором $K_\alpha = \dfrac{\partial\psi}{\partial x^\alpha}$, где ψ — фаза волны (эйконал). Уравнение эйконала $K_\alpha K^\alpha = 0$ [37], утверждает, что длина волнового вектора K^α остается неизменной*, для

*В соответствие с правилом Леви-Чивита, в римановом пространстве раз-

обычных безмассовых светоподобных частиц (обычные фотоны) оно становится волновым уравнением*

$$\frac{1}{c^2}\left(\frac{^*\partial\psi}{\partial t}\right)^2 - h^{ik}\frac{^*\partial\psi}{\partial x^i}\frac{^*\partial\psi}{\partial x^k} = 0\,, \tag{2.154}$$

это уравнение может быть получено после вычислений $K_\alpha K^\alpha = g^{\alpha\beta}\frac{\partial\psi}{\partial x^\alpha}\frac{\partial\psi}{\partial x^\beta} = 0$ в терминах физических наблюдаемых величин [39, 40], где мы выражаем обычные производные через хронометрические инварианты (физические наблюдаемые) производные $\frac{^*\partial}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{g_{00}}}\frac{\partial}{\partial t}$ и $\frac{^*\partial}{\partial x^i} = \frac{\partial}{\partial x^i} + \frac{1}{c^2}v_i\frac{^*\partial}{\partial t}$ и, также, $g^{00} = \frac{1}{g_{00}}\left(1 - \frac{1}{c^2}v_i v^i\right)$, $v_k = h_{ik}v^i$, $v^i = -cg^{0i}\sqrt{g_{00}}$, $g^{ik} = -h^{ik}$.

Уравнение эйконала в нуль-пространстве принимает вид

$$h^{ik}\frac{^*\partial\psi}{\partial x^i}\frac{^*\partial\psi}{\partial x^k} = 0 \tag{2.155}$$

вследствие того, что имеет место условие $\omega = \frac{^*\partial\psi}{\partial t} = 0$, обращающее временнӱю часть уравнения в нуль. Это — уравнение стоячей волны. Таким образом, с точки зрения обычного наблюдателя, в рамках концепции частица-волна все частицы, находящиеся в нуль-пространстве, рассматриваются как *стоячие светоподобные волны*, так что всё нуль-пространство выглядит как система светоподобных стоячих волн — светоподобная голограмма. Это означает, что эксперимент по неквантовой телепортации фотонов должен быть связан с экспериментами по остановке света.

Таким образом, телепортация фотонов осуществляется вдоль полностью вырожденных мировых траекторий ($g=0$) вне базового псевдориманова пространства ($g<0$), в то время как траектории телепортации частиц вещества являются строго невырожденными ($g<0$), так что их траектории лежат в псевдоримановом пространстве†.

мерности n длина любого n-мерного вектора Q^α остается неизменной при его параллельном переносе, следовательно $Q_\alpha Q^\alpha = \mathrm{const}$. Таким образом, это верно и для четырёхмерного волнового вектора K^α в четырёхмерном псевдоримановом пространстве — базовом пространстве-времени Общей Теории Относительности. Как хорошо известно, из-за того, что вдоль изотропных траекторий $ds=0$ (так как $cd\tau = d\sigma$), длина любого изотропного вектора равна нулю, поэтому мы получаем, что $K_\alpha K^\alpha = 0$.

*Где знаки зависят от выбранных сигнатурных условий.

†Любое пространство римановой геометрии обладает строго невырожденной

Итак, четырёхмерное псевдориманово пространство сигнатуры $(+---)$ или $(-+++)$, которое Эйнштейн положил в основу Общей Теории Относительности, обладает строго невырожденной метрикой. Это не создаёт проблемы при построении обобщённого пространства-времени, так как в любой точке псевдориманова пространства можно ввести касательное пространство $g \leqslant 0$, состоящее из обычного псевдориманова пространства $(g<0)$ и нуль-пространства $(g=0)$ как двух областей того же самого многообразия. Такое пространство $g \leqslant 0$ будет естественным обобщением базового пространства-времени Общей Теории Относительности, допускающим телепортацию и частиц вещества (пока не обнаруженную экспериментально), и телепортацию фотонов, подтвержденную экспериментами.

Единственное отличие состоит в том, что с точки зрения обычного наблюдателя квадрат любого параллельно переносимого вектора остается неизменным. Это “наблюдаемый факт” также для векторов нуль-пространства, так как наблюдатель в своих рассуждениях использует стандарты своего псевдориманова пространства. Таким образом, уравнение эйконала в нуль-пространстве, выраженное в наблюдаемых мировых координатах, равно $K_\alpha K^\alpha = 0$. Но в идеальных мировых координатах t и x^i метрика нуль-пространства $ds^2 = -\left(1-\frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)^2 c^2 dt^2 + g_{ik}\,dx^i dx^k = 0$ вырождается в трёхмерную $d\mu^2$, которая, являясь зависимой от гравитационного потенциала w, не компенсированного чем-либо другим, является неинвариантной $d\mu^2 = g_{ik}\,dx^i dx^k = \left(1-\frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)^2 c^2 dt^2 \neq \mathrm{inv}$. В результате в нуль-пространстве квадрат параллельно переносимого вектора, например, четырёхмерный вектор координатной скорости U^α, трёхмерная часть которого U^i является вырожденной, не является постоянным

$$U_i U^i = g_{ik} U^i U^k = \left(1-\frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)^2 c^2 \neq \mathrm{const}, \tag{2.156}$$

так что с точки зрения обычного наблюдателя реальная геометрия нуль-пространства является неримановой.

Завершая эту часть нашего исследования, мы приходим к выводу, что мгновенные перемещения частиц являются допу-

---

метрикой $g \neq 0$ в силу определения метрик таких пространств. Псевдоримановы пространства являются особым случаем римановых, когда метрика является знакопеременной.

стимыми в пространстве-времени Общей Теории Относительности. Как было показано, собственно процессы телепортации вещественных частиц и телепортации фотонов реализуются в различных областях пространства-времени. В тоже время было бы большой ошибкой думать, что для осуществления телепортации массовой частицы, требуется разогнать её до сверхсветовых скоростей (при этом она очутилась бы в области тахионов), а чтобы телепортировать фотон, его требуется разогнать до бесконечно большой скорости. Нет: как легко увидеть из условия телепортации $\mathrm{w}+v_i u^i = c^2$, если гравитационный потенциал не равен нулю и пространство вращается со скоростью, близкой к скорости света, вещественные частицы могут быть телепортированы, находясь в обычной нам пространственно-временнóй области досветовых частиц. Фотоны могут достичь условия телепортации значительно легче, поскольку они сами движутся со световой скоростью. С точки зрения обычного наблюдателя, как только вокруг частицы наступает условие телепортации, эта частица “исчезает”, хотя в действительности она продолжает свое движение с досветовой скоростью u^i (если это обычная вещественная частица), или со скоростью света (если это фотон), но только в другой пространственно-временнóй области, невидимой для нас. Затем, как только её скорость снижается, или что-то иное нарушает условие телепортации (уменьшение гравитационного потенциала или снижение скорости вращения пространства), эта частица “появляется” в тот же самый момент наблюдаемого времени, когда она исчезла для наблюдателя, но в совершенно другой точке пространства.

Эти результаты, полученные из чисто геометрических соображений, подтверждают известное предположение 1970-х, согласно которому “не существует скоростного барьера не только для фазы волны, но и для связанных частиц” (это предположение было сделано Смарандаке на основе феноменологического анализа пространственно-временнóй метрической формы и парадокса Эйнштейна-Подольского-Розена с точки зрения линейной логики [52, 53, 54]).

2.9 Выводы

Завершая эту главу, повторим вкратце основные результаты, полученные здесь.

Четырёхмерное псевдориманово пространство — базовое пространство-время Общей Теории Относительности — является, по определению, непрерывным, и, таким образом, в нём нет выколотых точек, линий, поверхностей. Предполагая, что реальное пространство-время является непрерывным, нейтрософский метод предсказывает, что в Общей Теории Относительности могут существовать траектории, общие для обычных досветовых массовых частиц и также для безмассовых светоподобных частиц, движущихся со скоростью света. Частицы, движущиеся вдоль таких “смешанных” траекторий, должны обладать свойствами, общими для массовых и безмассовых частиц.

Детальный анализ этого предположения показал, что траектории таких “смешанных” типов могут существовать в четырёхмерном псевдоримановом пространстве, но частицы, которые движутся вдоль таких смешанных траекторий, могут двигаться даже вне псевдориманова пространства, вне базового пространства-времени Общей Теории Относительности.

Такие траектории могут быть найдены путём применения S-отрицания сигнатурных условий в базовом четырёхмерном псевдоримановом пространстве (всего существует четыре сигнатурных условия), когда сигнатурные условия являются частично истинными и частично ложными в таком пространстве. S-отрицание каждого из сигнатурных условий (или даже всех их вместе) дали расширенное пространство Общей Теории Относительности, которое, являясь одним из семейств пространств Смарандаке, включает в себя псевдориманово пространство как частный случай. S-отрицание четвёртого сигнатурного условие привело к расширенному пространству типа IV, допускающего полное вырождение этой метрики.

Частицы “смешанного” массового-безмассового типа должны двигаться вдоль полностью вырожденных траекторий в таком пространстве типа IV, они рассматриваются как движущиеся мгновенно с точки зрения обычного наблюдателя, находящегося в земной лаборатории. Но их движения осуществляются с конечными досветовыми скоростями, вплоть до скорости света. Такие частицы были названы “виртуальными фотонами”, так как соотношение между энергией и импульсом для них не выполняется, как и для виртуальных фотонов, предсказанных квантовой электродинамикой. Такие частицы были названы также “нуль-частицами”, потому что их собственные массы и частоты, на-

блюдаемые обычным наблюдателем, равны нулю.

До сегодняшнего дня это исследование является единственным объяснением виртуальных частиц и виртуальных взаимодействий с помощью чисто геометрических методов теории относительности Эйнштейна. Следуя этим путём, вероятно, удастся установить связь между квантовой электродинамикой и Общей Теорией Относительности.

Более того, до сегодняшнего дня это исследование — единственное теоретическое описание хорошо известного явления телепортации фотонов, данное в рамках Общей Теории Относительности.

Глава 3

СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ И КВАНТОВЫЙ БАРЬЕР ПРИЧИННОСТИ

3.1 Связанные и несвязанные частицы в Общей Теории Относительности. Постановка задачи

В своей статье 2000-го года, посвященной столетию со дня открытия кванта, Белавкин [55] обобщает определения, предложенные *de facto* в квантовой механике для связанных и несвязанных частиц. Он пишет:

> “Единственное отличие классической теории от квантовой состоит в том, что прежние смешанные состояния не могут быть достигнуты динамически из чисто начальных состояний без процедуры или статистического или хаотического смешивания. Однако в квантовой теории смешанные, или декогерентные, состояния могут быть динамически индуцированы на подсистемы из начальных чисто несвязанных состояний сложных систем просто с помощью унитарной трансформации.
>
> Шрёдингер, будучи инициированным Эйнштейном, Подольским и Розеном, опубликовал в 1935 году статью *Современная ситуация в квантовой механике*, состоящую из трёх частей*. Он возвращается к ЭПР-парадоксу и анализирует полноту описания волновой функции для связанных частей системы. (Термин *связанные* был введён самим Шрёдингером для описания неразделимых состояний.) Он отмечает, что если имеются чистые состояния для $\psi(\sigma)$ и $\chi(\upsilon)$ для каждого из двух полностью разделённых тел, имеется максимальное знание $\psi_1(\sigma,\upsilon) = = \psi(\sigma)\chi(\upsilon)$ о двух телах, взятых вместе. Но такое преобразование не подходит для связанных частиц, описываемых неделимой волновой

*Schrödinger E. *Naturwissenschaften*, 1935, Band 23, 807–812, 823–828, 844–849.

> функцией $\psi_1(\sigma,\upsilon)\neq\psi(\sigma)\chi(\upsilon)$: максимальное знание о целых системах не подразумевает с необходимостью знание обо всех её частях, даже когда они полностью отделены одна от другой и не могут со временем влиять друг на друга совсем".

Иными словами, так как квантовая механика рассматривает частицы как стохастические облака, то могут существовать связанные частицы — частицы, состояния которых являются связанными; они образуют целые системы, так что если состояние одной частицы изменяется, состояние другой немедленно изменяется, даже если они находятся далеко друг от друга.

В частности, из-за того, что квантовая механика допускает связанные состояния, она допускает квантовую телепортацию — экспериментально открытое явление. Термин "квантовая телепортация" был введён в 1993 году [56]. Первый эксперимент по телепортации безмассовых частиц (квантовая телепортация фотонов) был осуществлен пятью годами позднее, в 1998 году [57]. Эксперименты по телепортации массовых частиц (атомов как целое) были произведены в 2004 году двумя независимыми группами учёных: квантовая телепортация иона атома кальция [58] и иона атома бериллия [59].

Имеется много последователей, продолжающих эксперименты по квантовой телепортации, см., например, [60]–[70].

Нужно отметить, что экспериментальное подтверждение квантовой телепортации имеет два канала, в которых информация (квантовое состояние) распространяется между двумя связанными частицами: "канал телепортации", где информация распространяется мгновенно, и "канал синхронизации" — классический канал, где информация передается обычным путём со скоростью света или с меньшей, чем она (классический канал служит целью для того, чтобы информировать о достижении частицей начального состояния первой). После телепортации состояние первой частицы нарушается, что подтверждается данными (нет данных о копировании).

Общая Теория Относительности рисует другую картину процесса переноса: частицы рассматриваются как точечные массы или волны, а не стохастические облака. Это утверждение верно как для массовых частиц, так и для безмассовых (фотонов). Процесс переноса между двумя любыми частицами осуществляется так же, как для точечных масс, потому что в Общей Теории

Относительности данный процесс не имеет стохастической природы.

В классической задаче, исследуемой в Общей Теории Относительности [71, 38, 37], рассматриваются две массовые частицы, которые движутся вдоль двух соседних мировых линий, обмениваясь сигналом посредством фотона. Одна из частиц посылает фотон другой, где он поглощается, осуществляя процесс переноса между двумя частицами. Конечно, сигнал может быть также передан и массовой частицей.

Пусть имеются две массовые частицы, свободно падающие вдоль двух соседних геодезических в гравитационном поле. Классическая задача о их поведении исследована Сингом в [49], где он вывел уравнение девиации (отклонения) геодезических (уравнение Синга, 1950-е годы). Если имеются две частицы, связанные негравитационной силой (например, упругой), они движутся вдоль соседних негеодезических мировых линий. Это классическое утверждение было развито несколькими годами позже Вебером [44], получившим уравнение девиации (отклонения) мировых линий (уравнение Синга-Вебера).

Во всяком случае, в классической задаче Общей Теории Относительности две взаимодействующие частицы, движущиеся вдоль и геодезических, и негеодезических мировых линий являются *несвязанными*. Это происходит по двум причинам:

1. В такой постановке задачи сигнал распространяется между двумя взаимодействующими частицами со скоростью, не большей, чем скорость света, поэтому их состояния являются абсолютно раздельными — они представляют собой *несязанные состояния*;

2. Любая частица, рассматриваемая в пространстве-времени Общей Теории Относительности, обладает собственной четырёхмерной траекторией (мировой линией), представляющей собой множество состояний частицы от её рождения до уничтожения. Две различных частицы не могут занимать одну и ту же мировую линию, так как они являются абсолютно разными состояниями — представляют собой *несвязанные* частицы.

Второй довод является более строгим, чем первый. В частности, второй довод приводит к факту, что в Общей Теории Относительности *связанными* являются только бесконечно близ-

кие состояния той же самой частицы вдоль её мировой линии — её собственные состояния во времени, но не в трёхмерном пространстве. Никакие две разные частицы не могут быть связанными. Любые две частицы, как массовые, так и безмассовые, существуют в Общей Теории Относительности как *несвязанные*.

С другой стороны, из экспериментов по телепортации следует, что *связанность* — реально существующее состояние, которое имеет место, если частицы попадают в особые физические условия. Это факт, который нужно принять во внимание в Общей Теории Относительности.

Поэтому задача нашего исследования — ввести связанные состояния в Общую Теорию Относительности. Конечно, в силу приведённых выше доводов, две частицы не могут быть в связанном состоянии, если они находятся в базовом пространстве-времени Общей Теории Относительности — псевдоримановом пространстве со знакопеременной метрикой $(+---)$ или $(-+++)$. Его метрика является строго невырожденной, как метрика любого пространства из класса римановых, а именно — детерминант $g = \det \| g_{\alpha\beta} \|$ фундаментального метрического тензора $g_{\alpha\beta}$ является строго отрицательным $g < 0$. Мы расширяем задачу Синга-Вебера, рассматривая её в *обобщённом пространстве-времени*, метрика которого может быть вырожденной $g = 0$ при особых физических условиях.

Это пространство — одно из пространств геометрии Смарандаке [7–13], так как его геометрия является отчасти римановой, отчасти нет.

Как показано в [51, 41] (Борисова и Рабунский, 2001), когда базовое пространство-время Общей Теории Относительности вырождается, физические условия вырождения могут привести к *наблюдаемой телепортации* как массовой, так и безмассовой частицы — её мгновенному перемещению от одной точки пространства к другой, хотя она движется не быстрее скорости света в области вырожденного пространства-времени вне базового пространства-времени. В вырожденном пространстве-времени постановка задачи Синга-Вебера поведения двух частиц, взаимодействующих посредством сигнала (см. рис. 1), может быть сведена к случаю, когда одна и та же частица находится в двух разных точках A и B базового пространства-времени в один и тот же момент времени, следовательно, состояния A и B являются связанными (см. рис. 2). Эта частица, являющаяся на самом деле

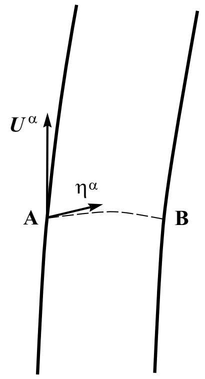

Рис. 1: Задача Синга-Вебера.

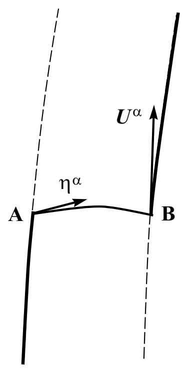

Рис. 2: Наша постановка задачи.

двумя связанными состояниями A и B, может взаимодействовать сама с собой, излучая фотон (сигнал) в точке A и поглощая его в точке B. Таков наш вклад в решение проблемы связанных состояний в Общей Теории Относительности.

Более того, как мы увидим, при особых физических условиях связанные частицы в Общей Теории Относительности могут достичь состояния, когда ни частица A, ни частица B не могут быть причиной будущих событий. Мы назовём это особое состояние *квантовый барьер причинности*.

3.2 Введение связанных состояний в Общую Теорию Относительности

В классической постановке задачи Синг [49] рассматривал две свободные частицы (рис. 1), движущиеся вдоль соседних геодезических мировых линий $\Gamma(v)$ и $\Gamma(v+dv)$, где v — параметр вдоль направления, ортогонального к направлению движения ($v = \text{const}$ вдоль каждой геодезической линии).

Движение частиц определяется хорошо известным уравнением геодезических

$$\frac{dU^\alpha}{ds} + \Gamma^\alpha_{\mu\nu}\, U^\mu \frac{dx^\nu}{ds} = 0\,, \tag{3.1}$$

которое на самом деле утверждает, что абсолютный дифференциал $\mathrm{D}U^\alpha = = dU^\alpha + \Gamma^\alpha_{\mu\nu}\, U^\mu dx^\nu$ касательного вектора U^α (мировой

вектор скорости $U^\alpha = \frac{dx^\alpha}{ds}$ в этом случае), переносимого вдоль той геодезической линии, к которой он касателен, равен нулю.

Здесь s — инвариантный параметр вдоль геодезической (мы предлагаем в качестве него пространственно-временно́й интервал) и $\Gamma^\alpha_{\mu\nu}$ — символы Кристоффеля второго рода. Греческие буквы обозначают четырёхмерные (пространственно-временные) индексы $\alpha = 0, 1, 2, 3$.

Параметр v различен для соседних геодезических, разность этих параметров равна dv. Поэтому, для того чтобы исследовать относительные смещения двух геодезических $\Gamma(v)$ и $\Gamma(v+dv)$, мы будем исследовать вектор их бесконечно малого относительного смещения

$$\eta^\alpha = \frac{\partial x^\alpha}{\partial v}\, dv\,. \tag{3.2}$$

Как вывел Синг, отклонение η^α геодезической линии $\Gamma(v+dv)$ от геодезической линии $\Gamma(v)$ может быть найдено как решение полученного им уравнения

$$\frac{\mathrm{D}^2\eta^\alpha}{ds^2} + R^{\alpha\cdot\cdot\cdot}_{\cdot\beta\gamma\delta}\, U^\beta U^\delta \eta^\gamma = 0\,, \tag{3.3}$$

которое описывает относительные ускорения двух соседних свободных частиц ($R^{\alpha\cdot\cdot\cdot}_{\cdot\beta\gamma\delta}$ — тензор кривизны Римана-Кристоффеля). Эта формула известна как уравнение девиации геодезических линий, или *уравнение Синга*.

Постановка задачи Вебером [44] отличается тем, что он рассматривает две частицы, связанные негравитационной силой Φ^α, например, силой упругости.

Так как их траектории являются негеодезическими, они определяются уравнением

$$\frac{dU^\alpha}{ds} + \Gamma^\alpha_{\mu\nu}\, U^\mu \frac{dx^\nu}{ds} = \frac{\Phi^\alpha}{m_0 c^2}\,, \tag{3.4}$$

которое отличается от уравнения девиации геодезических тем, что его правая часть не равна нулю. В этом случае уравнения отклонения мировых линий

$$\frac{\mathrm{D}^2\eta^\alpha}{ds^2} + R^{\alpha\cdot\cdot\cdot}_{\cdot\beta\gamma\delta}\, U^\beta U^\delta \eta^\gamma = \frac{1}{m_0 c^2}\frac{\mathrm{D}\Phi^\alpha}{dv}\, dv \tag{3.5}$$

описывает относительное ускорение двух частиц (с одинаковой массой покоя m_0), связанных силой упругости. Это уравнение

сходно с уравнением Синга, за исключением того, что в правой части оно содержит негравитационную силу Φ^α. Эта формула известна как *уравнение Синга-Вебера*. В этом случае ориентация векторов U^α и η^α не остается неизменной вдоль траекторий, так как для них выполняется соотношение*

$$\frac{\partial}{\partial s}(U_\alpha \eta^\alpha) = \frac{1}{m_0 c^2}\,\Phi_\alpha \eta^\alpha. \tag{3.6}$$

Теперь, исходя из такой постановки задачи, мы введём связанные состояния в Общей Теории Относительности. Вначале мы определим такие состояния в пространстве-времени Общей Теории Относительности. Тем самым мы найдём особые физические условия, при которых две частицы достигают связанного состояния.

Определение: Две частицы A и B, находящиеся в одном пространственном сечении† на расстоянии $dx^i \neq 0$ одно от другого, находятся в несвязанном состоянии, если интервал наблюдаемого времени $d\tau$ между связанными событиями частицами‡ равен нулю $d\tau = 0$. Как только $d\tau = 0$, состояния становятся неотделимыми одно от другого, так что частицы A и B становятся связанными.

Таким образом, мы будем рассматривать $d\tau = 0$ как *условие связанности* в Общей Теории Относительности.

Рассмотрим условие связанности $d\tau = 0$ в связи с уравнением девиации мировых линий.

В Общей Теории Относительности интервал физического наблюдаемого времени $d\tau$ между двумя событиями, разнесёнными на dx^i одно от другого, определяется через компоненты фундаментального метрического тензора как

$$d\tau = \sqrt{g_{00}}\,dt + \frac{g_{0i}}{c\sqrt{g_{00}}}\,dx^i, \tag{3.7}$$

см. §84 в хорошо известной *Теории поля* Ландау и Лифшица [37]. Математический аппарат физических наблюдаемых вели-

---

*Из (3.6) видно, что при $\Phi^\alpha = 0$ угол между векторами U^α и η^α сохраняется.

†Трёхмерное сечение четырёхмерного пространства-времени, расположенное в данной точке линии времени. В пространстве-времени существует бесконечно много пространственных сечений, одним из которых является наше трёхмерное пространство.

‡Такими событиями, связывающими частицы A и B, например, могут быть испускание света в одной и его поглощение в другой.

чин (теория хронометрических инвариантов Зельманова [39, 40], см. также краткое изложение [41, 51]) позволяет преобразовать эту формулу к виду

$$d\tau = \left(1 - \frac{\mathrm{w}}{c^2}\right) dt - \frac{1}{c^2}\, v_i dx^i, \tag{3.8}$$

где $\mathrm{w} = c^2(1 - \sqrt{g_{00}})$ — гравитационный потенциал действующего гравитационного поля и $v_i = -c\frac{g_{0i}}{\sqrt{g_{00}}}$ — линейная скорость вращения пространства.

Итак, следуя теории физических наблюдаемых величин, в реальных наблюдениях, где наблюдатель всегда сопутствует своей системе отсчёта, пространственно-временно́й интервал $ds^2 = g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha dx^\beta$ можно записать в виде

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - d\sigma^2, \tag{3.9}$$

где $d\sigma^2 = \left(-g_{ik} + \frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}}\right) dx^i dx^k$ — трёхмерный (пространственный) инвариант, образованный посредством метрики трёхмерного наблюдаемого тензора $h_{ik} = -g_{ik} + \frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}}$. Этот метрический наблюдаемый тензор в реальных наблюдениях, когда наблюдатель сопутствует своей системе отсчёта, является тем же самым, что и аналогично построенный общековариантный тензор $h_{\alpha\beta}$. Таким образом, $d\sigma^2 = h_{ik}\, dx^i dx^k$ — пространственный наблюдаемый интервал для любого наблюдателя, сопутствующего своей системе отсчёта.

Как легко видеть из (9), существует два возможных случая, где условие связанности $d\tau = 0$ имеет место:

1) $ds = 0$ и $d\sigma = 0$,

2) $ds^2 = -d\sigma^2 \neq 0$, таким образом $d\sigma$ становится мнимым.

Мы назовём их к *вспомогательными условиями связанности первого и второго типа*.

Вернёмся к уравнению Синга и уравнению Синга-Вебера.

В соответствии с теорией физических наблюдаемых величин Зельманова [39, 40], если наблюдатель сопутствует своей системе отсчёта, проекция общековариантной величины на наблюдаемое пространственное сечение является его пространственной наблюдаемой проекцией.

Следуя этим путём, Борисова получила (см. 7.16–7.28 в [72]), что пространственная наблюдаемая проекция уравнения Синга

в системе отсчета, сопутствующей наблюдателю, равна*

$$\frac{d^2\eta^i}{d\tau^2} + 2\left(D_k^i + A_{k\cdot}^{\cdot i}\right)\frac{d\eta^k}{d\tau} = 0\,, \tag{3.10}$$

она назвала его *уравнение Синга в хронометрически инвариантной форме*. Уравнение Вебера отличается от него тем, что его правая часть содержит негравитационную силу, связывающую частицы (конечно, сила должна быть записана в виде проекции на пространство). По этой причине выводы, полученные для уравнения Синга, будут теми же самыми, что и для уравнения Синга-Вебера.

Для того, чтобы сделать данные результаты применимыми на практике, рассмотрим тензорные величины и уравнения, выраженными в хронометрически инвариантной форме, так как в этом случае они содержат только хронометрические инварианты — физические величины и свойства пространства, измеряемые в реальных экспериментах [39, 40].

Рассмотрим нашу задачу с этой точки зрения.

Как легко видеть, уравнение Синга в его хронометрически инвариантной форме (3.10) при выполнении условия связанности $d\tau = 0$ становится бессмысленным. Уравнение Синга-Вебера также при этом теряет смысл. Таким образом, классическая постановка задачи становится бессмысленной, как только частицы достигают связанных состояний.

В то же самое время в недавнем теоретическом исследовании Борисова и Рабунский [51] обнаружили две группы физических условий, при которых частицы могут быть телепортированы неквантовым путём. Мы назвали их *условия телепортации*:

1) $d\tau = 0\ \{ds = 0\,,\ d\sigma = 0\}$, условия телепортации фотонов
2) $d\tau = 0\ \{ds^2 = -d\sigma^2 \neq 0\}$, условия телепортации частиц вещества (массовых частиц).

---

*В этой формуле, в соответствии с математическим аппаратом теории физических наблюдаемых Зельманова [39, 40], $D_{ik} = \frac{1}{2}\frac{{}^*\partial h_{ik}}{\partial t} = \frac{1}{2\sqrt{g_{00}}}\frac{\partial h_{ik}}{\partial t}$ — трёхмерный симметричный тензор наблюдаемой деформации пространства, $A_{ik} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_k}{\partial x^i} - \frac{\partial v_i}{\partial x^k}\right) + \frac{1}{2c^2}\left(F_i v_k - F_k v_i\right)$ — трёхмерный антисимметричный тензор наблюдаемой угловой скорости вращения пространства, индексы которого можно поднимать и опускать с помощью наблюдаемого метрического тензора, так что $D_k^i = h^{im} D_{km}$ и $A_{k\cdot}^{\cdot i} = h^{im} A_{km}$. См. короткую заметку о математическом аппарате Зельманова также в [41, 72, 73, 74].

Также были теоретически определены физические условия*, которые могут быть достигнуты в лаборатории для того, чтобы осуществить неквантовую телепортацию частиц [51].

Как легко видеть, условие неквантовой телепортации здесь идентично введению главного условия связанности $d\tau = 0$ совместно со вспомогательными условиями связанности первого и второго типа!

Принимая это во внимание, мы преобразуем классическую постановку задачи Синга и Вебера. В нашей постановке задачи мировая линия частицы, будучи связанной сама с собой по определению, при выполнении условия телепортации расщепляется на две разные мировые линии. Иными словами, как только в исследовательской лаборатории создаются условия телепортации, мировая линия телепортируемой частицы разрывается в одной мировой точке A и мгновенно возобновляется в другой мировой точке B (рис. 2). Обе частицы A и B, на самом деле являющиеся двумя разными состояниями одной и той же телепортируемой частицы, удалёнными друг от друга на некоторое расстояние, находятся в *связанных состояниях*. Итак, в этой постановке частицы A и B являются *связанными* сами с собой.

Конечно, эта связанность существует только в момент телепортации, когда частицы находятся одновременно в двух разных состояниях. Как только процесс телепортации завершается, остается только одна из частиц, следовательно, связанность исчезает.

Нужно заметить, из условия связанности следует, что только частицы вещества могут быть связанными в пространстве-времени Общей Теории Относительности — четырёхмерном псевдоримановом пространстве. Но не фотоны. Причина в следующем.

Как известно, интервал $ds^2 = g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha dx^\beta$ в римановом пространстве не может быть полностью вырожденным†, так как детерминант фундаментального метрического тензора $g_{\alpha\beta}$ должен

*Особое соотношение между гравитационным потенциалом w, линейной скоростью вращения пространства v_i и скоростью телепортируемой частицы u^i. Как показано в [51], физические условия телепортации выполняются, когда $\mathrm{w} + v_i u^i = c^2$.

†Интервал в пространстве с римановой геометрией может быть вырожденным только частично. Например, четырёхмерное риманово пространство может вырождаться в трёхмерное.

быть строго отрицательным $g = \det \| g_{\alpha\beta} \| < 0$ в силу определения данного псевдориманова пространства. Иными словами, в базовом пространстве-времени Общей Теории Относительности фундаментальный метрический тензор должен быть строго невырожденным $g < 0$.

Наблюдаемый трёхмерный (пространственный интервал) $d\sigma^2 = = h_{ik}\, dx^i dx^k$ является положительно определённым [39, 40], в соответствии с физическим смыслом трёхмерного расстояния. Он полностью вырождается $d\sigma^2 = 0$, только если пространство сжимается в точку (бессмысленный случай) или если детерминант наблюдаемого метрического тензора обращается в нуль $h = \det \| h_{ik} \| = 0$.

Как было показано Зельмановым [39, 40], в реальных наблюдениях, когда наблюдатель сопутствует своей системе отсчёта, детерминант наблюдаемого метрического тензора связан с детерминантом фундаментального метрического тензора соотношением $h = -\frac{g}{g_{00}}$. Отсюда видно, что если трёхмерная наблюдаемая метрика полностью вырождается $h = 0$, то четырёхмерная метрика также вырождается $g = 0$.

Мы получили, что состояния двух частиц вещества могут быть связанными, если $d\tau = 0$ $\{ds^2 = -d\sigma^2 \neq 0\}$ в окрестности пространства. Так как $h > 0$ и $g < 0$ в окрестности, то четырёхмерное псевдориманово пространство является невырожденным.

Вывод: Частицы вещества могут достичь связанных состояний в базовом пространстве-времени Общей Теории Относительности (четырёхмерном псевдоримановом пространстве) при выполнении особых условий в некоторой его окрестности.

Хотя в данном случае $ds^2 = -d\sigma^2$, частицы вещества не могут превратиться в сверхсветовые тахионы. Они располагаются на гиперповерхности $d\tau = 0$, на которой понятие наблюдаемой скорости теряет смысл ($\mathrm{v}^i = \frac{dx^i}{d\tau} \to \infty$).

Из определения физического наблюдаемого времени (8) легко видеть, что условие связанности $d\tau = 0$ имеет место только при выполнении особого соотношения

$$\mathrm{w} + v_i u^i = c^2 \tag{3.11}$$

между гравитационным потенциалом w, линейной скоростью вращения пространства v_i и скоростью движения частицы

$u^i = dx^i/dt$ в лаборатории наблюдателя. По этой причине в данной окрестности пространственно-временна́я метрика имеет вид

$$ds^2 = -d\sigma^2 = -\left(1 - \frac{\mathrm{w}}{c^2}\right)^2 c^2 dt^2 + g_{ik}\, dx^i dx^k, \qquad (3.12)$$

следовательно, частицы вещества могут стать связанными, если сигнатура пространства $(+---)$ превратится в сигнатуру $(-+++)$ в этой окрестности, в то время как скорости частиц u^i останутся меньшими, чем скорость света.

Другой случай — безмассовые частицы (фотоны). Состояния двух фотонов могут быть связанными, только если в окрестности пространства $d\tau = 0$ $\{ds = 0\,,\ d\sigma = 0\}$. В этом случае детерминант наблюдаемого метрического тензора равен $h = 0$, следовательно метрика пространства-времени также вырождается $g = -g_{00}\, h = 0$. Это не четырёхмерное псевдориманово пространство.

Где находится эта область? В предыдущих работах (Борисова и Рабунский, 2001 [41, 51]) было введено обобщение базового пространства-времени Общей Теории Относительности — четырёхмерного пространства, обладающего знакопеременной сигнатурой Общей Теории Относительности $(+---)$, которое допускает вырождение метрики пространства-времени, так что имеет место условие $g \leqslant 0$.

Как было показано в тех работах, при выполнении особых условий $\mathrm{w} + v_i u^i = c^2$, пространство-время становится полностью вырожденным: $ds = 0$, $d\sigma = 0$, $d\tau = 0$ (это легко вывести из приведённых выше определений величин) и, следовательно, $h = 0$ и $g = 0$. Поэтому, в пространстве-времени, где допустимы *условия вырождения* $\mathrm{w} + v_i u^i = c^2$ детерминант фундаментального метрического тензора $g \leqslant 0$.

Этот случай включает в себя и риманову геометрию $g < 0$, и нериманову, с полностью вырожденной метрикой $g = 0$. По этой причине такое пространство является одним из пространств геометрии Смарандаке [22–28], так как его геометрия частично риманова, частично нет*. В таком обобщённом пространстве-

*В основаниях геометрии известна аксиома *S-отрицания* [7–10], т. е. в одном и том же пространстве "аксиома является ложной по меньшей мере двумя различными путями, или является и ложной, и истинной. Говорится, что такая аксиома является Смарандаке-отрицаемой, или, для краткости, S-отрицаемой" [11]. Как результат, можно ввести геометрии, которые имеют обычные точ-

времени первого типа условия связанности $d\tau = 0$ $\{ds = 0\,,\ d\sigma = 0\}$ (условия связанности для фотонов) допустимы в той области, где пространственная метрика полностью вырождается (там $h = 0$ и, следовательно, $g = 0$).

Вывод: Безмассовые частицы (фотоны) могут достичь связанных состояний, только если базовое пространство-время полностью вырождается $g = \det\|g_{\alpha\beta}\| = 0$. Это допустимо в вырожденном четырёхмерном пространстве-времени, метрика которого может быть полностью вырожденной $g \leqslant 0$ в некоторой области, где имеет место вырождение. Обобщённое пространство-время принадлежит к геометриям Смарандаке, так как его геометрия является отчасти римановой, отчасти нет.

Таким образом, мы ввели в Общую Теорию Относительности связанные состояния как для частиц вещества, так и для фотонов.

3.3 Квантовый барьер причинности в Общей Теории Относительности

Этот термин был введён одним из авторов два года назад (Смарандаке, 2003) в процессе нашей совместной переписки [75]. Итак:

Определение: Рассмотрим две частицы А и Б, расположенные на одном и том же пространственном сечении. *Квантовый барьер причинности* — это такое особое состояние, в котором ни А ни Б не могут быть причинами событий, расположенных "выше" этого пространственного сечения на диаграмме Минковского.

Слово *квантовый* было добавлено к понятию *барьер причинности*, так как в такой постановке задачи взаимодействие рассматривается между двумя бесконечно близкими частицами (в бесконечно малой окрестности частицы), следовательно, данная постановка задачи применима только к квантовым масштабам

ки, обладающие смешанными свойствами евклидовой геометрии, геометрии Лобачевского-Бойяи-Гаусса и Римана в одно и то же время. Такие геометрии названы парадоксистскими или геометриями Смарандаке. Например, Азери в своей книге *Smarandache Manifolds* [11] и статьях [12, 13] ввёл многообразия, которые содержат частные случаи таких геометрий.

взаимодействий, которые имеют место в масштабе элементарных частиц.

Теперь мы собираемся найти физические условия, при которых частицы могут достичь барьера в Общей Теории Относительности.

Так как в этой постановке задачи мы рассматриваем причинные связи в пространстве-времени Общей Теории Относительности “извне”, необходимо использовать “внешнюю точку зрения” — точку зрения некоего наблюдателя, находящегося “вне” пространства-времени.

Мы вводим такую внешнюю точку в плоском евклидовом пространстве, которое касательно к нашему в той мировой точке, где находится наблюдатель. В такой постановке задачи мы имеем возможность сравнить абсолютные причинные соотношения в этом касательном плоском пространстве с причинными соотношениями в нашем. Очевидно, касательное плоское евклидово пространство можно ввести в любой точке псевдориманова пространства.

В то же самое время, следуя Зельманову [39, 40], в бесконечно малой окрестности любой точки, расположенной в псевдоримановом пространстве, можно ввести *локально геодезическую систему отсчёта*. В такой системе отсчёта в бесконечно малой окрестности точки компоненты фундаментального метрического тензора (обозначенные тильдой)

$$\tilde{g}_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 \tilde{g}_{\alpha\beta}}{\partial \tilde{x}^\mu \partial \tilde{x}^\nu}\right)(\tilde{x}^\mu - x^\mu)(\tilde{x}^\nu - x^\nu) + \ldots \tag{3.13}$$

отличны от компонент $g_{\alpha\beta}$ с точностью до членов высшего порядка, которыми можно пренебречь. Таким образом, в локально геодезической системе отсчёта фундаментальный метрический тензор можно считать постоянным, поэтому первые производные от его компонент (следовательно, и символы Кристоффеля) равны нулю. Фундаментальный метрический тензор евклидова пространства также является постоянным, следовательно, величины $\tilde{g}_{\mu\nu}$, взятые в бесконечно малой окрестности точки псевдориманова пространства, стремятся к величинам $g_{\mu\nu}$ в плоском пространстве, касательном к псевдориманову в этой точке. На самом деле, мы имеем систему базисных векторов плоского пространства $\vec{e}_{(\alpha)}$, касательных к криволинейным координатным линиям псевдориманова пространства. Координатные ли-

нии в римановых пространствах являются, вообще говоря, искривлёнными, неоднородными, неортогональными одна к другой (последнее верно, если пространство вращается). Поэтому длины базисных векторов могут быть отличными от единицы.

Записывая мировой вектор бесконечно малого смещения как $d\vec{r}=(dx^0,dx^1,dx^2,dx^3)$, мы получаем $d\vec{r}=\vec{e}_{(\alpha)}dx^\alpha$, где компоненты базисных векторов $\vec{e}_{(\alpha)}$, касательных к координатным линиям, равны $\vec{e}_{(0)}=\{e^0_{(0)},0,0,0\}$, $\vec{e}_{(1)}=\{0,e^1_{(1)},0,0\}$, $\vec{e}_{(2)}=\{0,0,e^2_{(2)},0\}$, $\vec{e}_{(3)}=\{0,0,0,e^2_{(3)}\}$. Скалярное произведение $d\vec{r}$ на самого себя $d\vec{r}d\vec{r}=ds^2$ или, в другой форме $ds^2=g_{\alpha\beta}\,dx^\alpha dx^\beta$, следовательно $g_{\alpha\beta}=\vec{e}_{(\alpha)}\vec{e}_{(\beta)}=e_{(\alpha)}e_{(\beta)}\cos\left(x^\alpha;x^\beta\right)$. Мы получаем

$$g_{00}=e^2_{(0)}\,,\qquad g_{0i}=e_{(0)}e_{(i)}\cos\left(x^0;x^i\right), \tag{3.14}$$

$$g_{ik}=e_{(i)}e_{(k)}\cos\left(x^i;x^k\right),\qquad i,k=1,2,3\,. \tag{3.15}$$

Теперь, подставляя g_{00} и g_{0i} из формул, определяющих гравитационный потенциал $\mathrm{w}=c^2(1-\sqrt{g_{00}})$ и линейную скорость вращения пространства $v_i=-c\frac{g_{0i}}{\sqrt{g_{00}}}$, мы получаем

$$v_i=-c\,e_{(i)}\cos\left(x^0;x^i\right), \tag{3.16}$$

$$h_{ik}=e_{(i)}e_{(k)}\Big[\cos(x^0;x^i)\cos(x^0;x^k)-\cos(x^i;x^k)\Big]\,. \tag{3.17}$$

Отсюда мы видим: если псевдориманово пространство не вращается, $\cos\left(x^0;x^i\right)=0$, то пространственное сечение наблюдателя строго ортогонально к линиям времени. Как только пространство начинает вращаться, косинус становится отличным от нуля, следовательно пространственное сечение становится неортогональным к линиям времени (рис. 3). В продолжении этого процесса световой гиперконус наклоняется вместе с линиями времени по отношению к пространственным сечениям. Этот наклон светового гиперконуса не остается неизменным, он “сжимается” из-за гиперболических трансформаций в псевдоримановом пространстве. Чем больше наклонен изотропный гиперконус, тем более симметрично он сжимается, так как геометрическая структура пространства-времени изменяется в соответствии с его наклоном.

В предельном случае, когда косинус достигает предельного значения $\cos\left(x^0;x^i\right)=1$, линии времени совпадают с простран-

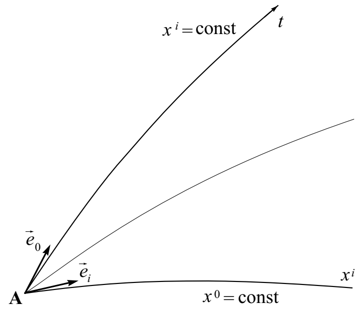

Рис. 3: Пространственное сечение становится неортогональным к линиям времени, как только пространство начинает вращаться.

ственными сечениями: время "падает" в трёхмерное пространство. Конечно, в этом случае световой гиперконус "также падает" в трёхмерное пространство.

Как легко видеть из формулы (3.16), этот предельный случай имеет место, когда скорость вращения пространства v_i достигает скорости света. Если частицы A и B, находящиеся в пространстве, пребывают в этом предельном состоянии, ни A ни B не могут быть причиной событий "над" пространственным сечением в диаграмме Минковского, которую мы использовали на рисунке. Таким образом, в этом предельном случае пространство-время пребывает в особом состоянии, названном квантовым барьером причинности.

Вывод: Частицы, существующие в базовом пространстве-времени Общей Теории Относительности, достигают квантового барьера причинности, как только скорость вращения пространства достигает скорости света. Квантовый барьер причинности невозможен, если пространство не вращается (голономное пространство), или если оно вращается с досветовой скоростью.

Таким образом, мы ввели квантовый барьер причинности в Общую Теорию Относительности.

3.4 Выводы

Итак, мы показали: классическая постановка задачи Синга-Вебера поведения двух частиц, взаимодействующих посредством обмена сигналами, может быть сведена к случаю, когда одна и та же частица находится в двух разных точках базового

пространства-времени в один и тот же момент времени (состояния A и B являются связанными). Эта частица, являющаяся на самом деле двумя частицами в связанных состояниях A и B, может взаимодействовать сама с собой, излучая фотон (сигнал) в точке A и поглощая его в точке B. Таков наш вклад в решение проблемы связанных состояний в Общей Теории Относительности. При особых физических условиях связанные частицы в Общей Теории Относительности могут достичь состояния, когда ни частица A, ни частица B не могут быть причинами будущих событий. Мы называем это особое состояние квантовым барьером причинности.

Мы нашли связанные состояния и квантовый барьер причинности в Общей Теории Относительности, которая по сути является стандартной неквантовой теорией. Это показывает, что связанные состояния и дальнодействие (телепортация) могут быть объяснены не только с помощью квантовой теории, но и с помощью классической физики.

◇

Литература

1. Smarandache F. and Liu F. Neutrosophic dialogues. Xiquan Publishing House, Phoenix, 2004.
2. Smarandache F. Private letter to D. Rabounski, 2005.
3. Smarandache F. Neutrosophy/neutrosophic probability, set and logic. American Research Press, Rehoboth, 1998.
4. Smarandache F. A unifying field in logic: neutrosophic logic. Neutrosophy, neutrosophic set, neutrosophic probability. 3rd ed. (Preface by C. T. Le), American Research Press, Rehoboth, 2003.
5. Smarandache F. Neutrosophy, a new branch of philosophy. *Multiple-Valued Logic / An International Journal*, 2002, v. 8, no. 3, 297–384.
6. Smarandache F. A unifying field in logics: neutrosophic logic. *Multiple-Valued Logic / An International Journal*, 2002, v. 8, no. 3, 385–438.
7. Smarandache F. Paradoxist mathematics. *Collected papers*, v. II, Kishinev University Press, Kishinev, 1997, 5–29.
8. Ashbacher C. Smarandache geometries. *Smarandache Notions*, book series, v. 8 (ed. by C. Dumitrescu and V. Seleacu), American Research Press, Rehoboth, 1997, 212–215.
9. Chimienti S. P., Bencze M. Smarandache paradoxist geometry. *Bulletin of Pure and Applied Sciences*, 1998, v. 17E, No. 1, 123–124. See also *Smarandache Notions*, book series, v. 9 (ed. by C. Dumitrescu and V. Seleacu), American Research Press, Rehoboth, 1998, 42–43.
10. Kuciuk L. and Antholy M. An introduction to Smarandache geometries. *Mathematics Magazine for Grades*, v. 12/2003 and v. 1/2004 (on-line http://www.mathematicsmagazine.com). *New Zealand Mathematical Colloquium*, Massey Univ., Palmerston North, New Zealand, Dec 3–6, 2001 (on-line http://atlas-conferences.com/c/a/h/f/09.htm).

11. Iseri H. Smarandache manifolds. American Research Press, Rehoboth, 2002.
12. Iseri H. Partially paradoxist Smarandache geometry. *Smarandache Notions*, book series, v. 13 (ed. by J. Allen, F. Liu, D. Costantinescu), American Research Press, Rehoboth, 2002, 5–12.
13. Iseri H. A finitely hyperbolic point in a smooth manifold. *JP Journal on Geometry and Topology*, 2002, v. 2 (3), 245–257.
14. Le C. T. The Smarandache class of paradoxes. *Journal of Indian Academy of Mathematics*, Bombay, 1996, no. 18, 53–55.
15. Le C. T. Preamble to neutrosophy and neutrosophic logic. *Multiple-Valued Logic / An International Journal*, 2002, v. 8, no. 3, 285–295. Bombay, 1996, no. 18, 53–55.
16. Popescu T. The aesthetics of paradoxism. Almarom Publ. Hse., Bucharest, 2002
17. Robinson A. Non-standard analysis. Princeton University Press, Princeton, NJ, 1996.
18. Dezert J. Open questions to neutrosophic inference. *Multiple-Valued Logic / An International Journal*, 2002, vol. 8, no. 3, 439–472.
19. Quine W. V. What price bivalence? *Journal of Philosophy*, 1981, v. 77, 90–95.
20. Halldán S. The logic of nonsense. Uppsala Universitets Arsskrift, 1949.
21. Körner S. The philosophy of mathematics. Hutchinson, London, 1960.
22. Tye M. Sorites paradoxes and the semantics of vagueness. *Philosophical Perspectives: Logic and Language*, Ed. by J. Tomberlin, Ridgeview, Atascadero, USA, 1994.
23. Dunn J. M. Intuitive semantics for first degree entailment and coupled trees. *Philosophical Studies*, 1976, vol. XXIX, 149–68.
24. Goguen J. A. The logic of inexact concepts. *Synthese*, 1969, v. 19, 325–375.
25. Zadeh, Lotfi A. Fuzzy logic and approximate reasoning. *Synthese*, 1975, v. 30, 407–428.

26. Zadeh, Lotfi A. Reviews of books (A mathematical theory of evidence. Glenn Shafer, Princeton University Press, Princeton, NJ, 1976), The AI Magazine, 1984, 81–83.

27. Dempster A. P. Upper and lower probabilities induced by a multivalued mapping. *Annals of Mathematical Statistics*, 1967, v. 38, 325–339.

28. Shafer G. A mathematical theory of evidence. Princeton University Press, NJ, 1976.

29. Shafer G. The combination of evidence. *International Journal of Intelligent Systems*, 1986, v. I, 155–179.

30. Van Fraassen B. C. The scientific image. Clarendon Press, 1980.

31. Dummett M. Wang's paradox. *Synthese*, 1975, v. 30, 301–324.

32. Fine K. Vagueness, truth and logic. *Synthese*, 1975, v. 30, 265–300.

33. Narinyani A. Indefinite sets — a new type of data for knowledge representation. Preprint 232, Computer Center of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk, 1980 (in Russian).

34. Atanassov K., Stoyanova D. Remarks on the intuitionistic fuzzy sets. II. *Notes on Intuitionistic Fuzzy Sets*, 1995, v. 1, No. 2, 85–86.

35. MacDonald Coxeter H. S. Non-Euclidean geometry. *Encyclopaedia Britannica*, Britannica, Chicago, 2004.

36. Sidoroff L. A. Riemann geometry. *Encyclopaedia of Mathematics*, Soviet Encyclopaedia, Moscow, 1984.

37. Landau L. D. and Lifshitz E. M. The classical theory of fields. GITTL, Moscow, 1939 (referred with the 4th final expanded edition, Butterworth–Heinemann, 1980).

38. Eddington A. S. The mathematical theory of relativity. Cambridge University Press, Cambridge, 1924 (referred with the 3rd expanded edition, GTTI, Moscow, 1934).

39. Zelmanov A. L. Chronometric invariants. Dissertation, 1944. CERN, EXT-2004-117.

40. Zelmanov A. L. Chronometric invariants and co-moving coordinates in the general relativity theory. *Doklady Acad. Nauk USSR*, 1956, v. 107 (6), 815–818.

41. Borissova L. B. and Rabounski D. D. Fields, vacuum, and the mirror Universe. Editorial URSS, Moscow, 2001, 272 pages (the 2nd revised ed.: CERN, EXT-2003-025).
42. Terletski Ya. P. Causality principle and the 2nd law of thermodynamics. *Doklady Acad. Nauk USSR*, 1960, v. 133 (2), 329–332.
43. Feinberg G. Possibility of faster-than light particles. *Physical Review*, 1967, v. 159, 1089.
44. Weber J. General Relativity and gravitational waves. R. Marshak, New York, 1961 (referred with the 2nd edition, Foreign Literature, Moscow, 1962).
45. Bondi H. Negative mass in General Relativity. *Review of Modern Physics*, 1957, v. 29 (3), 423–428.
46. Schiff L. I. Sign of gravitational mass of a positron. *Physical Review Letters*, 1958, v. 1 (7), 254–255.
47. Terletski Ya. P. Cosmological consequences of the hypothesis of negative masses. *Modern Problems of Gravitation*, Tbilisi Univ. Press, Tbilisi, 1967, 349–353.
48. Terletski Ya. P. Paradoxes of the General Theory of Relativity. Patrice Lumumba Univ. Press, Moscow, 1965.
49. Synge J. L. Relativity: the General Theory. North Holland, Amsterdam, 1960 (referred with the 2nd edition, Foreign Literature, Moscow, 1963).
50. Petrov A. Z. Einstein spaces. 2nd ed., Pergamon, London, 1969.
51. Borissova L. B. and Rabounski D. D. On the possibility of instant displacements in the space-time of General Relativity. *Progress in Physics*, 2005, v. 1, 17–19.
52. Smarandache F. There is no speed barrier for a wave phase nor for entangled particles. *Progress in Physics*, 2005, v. 1, 85–86.
53. Smarandache F. There is no speed barrier in the Universe. *Bulletin of Pure and Applied Sciences*, Delhi, India, v. 17D (Physics), No. 1, 1998, 61.
54. Weisstein E. Smarandache paradox. *CRC Concise Encyclopedia of Mathematics*, 2nd edition, CRC Press LLC, Boca Raton (FL) 2003.
55. Belavkin V. P. Quantum causality, decoherence, trajectories and information. arXiv: quant-ph/0208087, 76 pages.

56. Bennett C. H., Brassard G., Crepeau C., Jozsa R., Peres A., and Wootters W. K. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, v. 70, 1895–1899.
57. Boschi D., Branca S., De Martini F., Hardy L., and Popescu S. Experimental realization of teleporting an unknown pure quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen Channels. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, v. 80, 1121–1125.
58. Riebe M., Häffner H., Roos C. F., Hänsel W., Benhelm J., Lancaster G. P. T., Korber T. W., Becher C., Schmidt-Kaler F., James D. F. V., and Blatt R. Deterministic quantum teleportation with atoms. *Nature*, 2004, v. 429 (June, 17), 734–736.
59. Barrett M. D., Chiaverini J., Schaetz T., Britton J., Itano W. M., Jost J. D., Knill E., Langer C., Leibfried D., Ozeri R., Wineland D. J. Deterministic quantum teleportation of atomic qubits. *Nature*, 2004, v. 429 (June, 17), 737–739.
60. Pan J.-W., Bouwmeester D., Daniell M., Weinfurter H., Zeilinger A. Experimental test of quantum nonlocality in three-photon Greenberger-Horne-Zeilinger entanglement. *Nature*, 2000, v. 403 (03 Feb 2000), 515–519.
61. Mair A., Vaziri A., Weihs G., Zeilinger A. Entanglement of the orbital angular momentum states of photons. *Nature*, v. 412 (19 July 2001), 313–316.
62. Lukin M. D., Imamoglu A. Controlling photons using electromagnetically induced transparency *Nature*, v. 413 (20 Sep 2001), 273–276.
63. Julsgaard B., Kozhekin A., Polzik E. S. Experimental long-lived entanglement of two macroscopic objects. *Nature*, v. 413 (27 Sep 2001), 400–403.
64. Duan L.-M., Lukin M. D., Cirac J. I., Zoller P. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, v. 414 (22 Nov 2001), 413–418.
65. Yamamoto T., Koashi M., Özdemir S.K., Imoto N. Experimental extraction of an entangled photon pair from two identically decohered pairs. *Nature*, v. 421 (23 Jan 2003), 343–346.
66. Pan J.-W., Gasparoni S., Aspelmeyer M., Jennewein T., Zeilinger A. Experimental realization of freely propagating teleported qubits. *Nature*, v. 421 (13 Feb 2003), 721–725.

67. Pan J.-W., Gasparoni S., Ursin R., Weihs G., Zeilinger A. Experimental entanglement purification of arbitrary unknown states. *Nature*, v. 423 (22 May 2003), 417–422.

68. Zhao Zhi, Chen Yu-Ao, Zhang An-Ning, Yang T., Briegel H. J., Pan J.-W. Experimental demonstration of five-photon entanglement and open-destination teleportation. *Nature*, v. 430 (01 July 2004), 54–58.

69. Blinov B. B., Moehring D. L., Duan L.-M., Monroe C. Observation of entanglement between a single trapped atom and a single photon. *Nature*, v. 428 (11 Mar 2004), 153–157.

70. Ursin R., Jennewein T., Aspelmeyer M., Kaltenbaek R., Lindenthal M., Walther P., Zeilinger A. Communications: Quantum teleportation across the Danube. *Nature*, v. 430 (19 Aug 2004), 849–849.

71. Pauli W. Relativitätstheorie. *Encyclopäedie der mathematischen Wissenschaften*, Band V, Heft IV, Art. 19, 1921 (Pauli W. Theory of Relativity. Pergamon Press, 1958).

72. Borissova L. Gravitational waves and gravitational inertial waves in the General Theory of Relativity: A theory and experiments. *Progress in Physics*, 2005, v. 2, 30–62.

73. Rabounski D. A new method to measure the speed of gravitation. *Progress in Physics*, 2005, v. 1, 3–6.

74. Rabounski D. A theory of gravity like electrodynamics. *Progress in Physics*, 2005, v. 2, 15–29.

75. Smarandache F. Private communications with D. Rabounski and L. Borissova, May 2005.

76. Rabounki D., Borissova L., Smarandache F. Entangled particles and quantum causality threshold in the General Theory of Relativity. *Progress in Physics*, 2005, v.2, 101–107.

77. Smarandache F. and Rabounski D. Unmatter entities inside nuclei, predicred by the Brightsen Nucleon Cluster Model. *Progress in Physics*, 2006, v.1, 14–18.

Об авторах

Дмитрий Рабунский — физик-теоретик, специалист в области применения методов чистой математики в Общей Теории Относительности: совместно с Ларисой Борисовой он разработал теории неквантовой телепортации и зеркальной вселенной в пространстве Эйнштейна, которые открывают принципиально новые пути для экспериментов по квантовой телепортации. Ныне он разрабатывает новый подход к проблеме гравитационных волн. Он является автором 8 книг и многих статей по Общей Теории Относительности, а также — автором *Декларации академической свободы* (права человека в науке), устанавливающей базовые правила демократии и толерантности в международном научном сообществе.

Дмитрий Рабунский — главный редактор "Progress in Physics", американско-австралийского журнала по физике и прикладной математике. Его контактные данные: e-mail: rabounski@yahoo.com; http://www.geocities.com/ptep_online

Флорентин Смарандаке — математик международного масштаба, достижениям которого посвящены 9 статей в *Краткой энциклопедии математики* (CRC Press, США): функция Смарандаке, последовательность Смарандаке, функции Смарандаке-Вагстаффа, числа Смарандаке-Веллина, и т. д. Он является основателем целого класса "парадоксистских геометрий", где одна или более аксиом может быть отрицаемой двумя способами или быть истинной и ложной одновременно (Смарандаке-геометрии). Совместно с Жаном Дезертом, французским математиком, он разработал новую теорию парадоксистской логики (Дезерт-Смарандаке теория). Ему принадлежит открытие нового класса логики (нейтрософской логики) на основе которой он построил новую философию — нейтрософию — расширяющую современную диалектику введением классов нейтральностей. Он также работает в области алгебраических структур совместно с проф. Васантой Кандасами (n-структуры Смарандаке) и приложений нейтрософии к социальным исследованиям и психологии. В последние годы он работает над фундаментальными проблемами в математике и физике. Он — автор многих книг и статей по математике, логике, философии и поэзии.

Флорентин Смарандаке — профессор Департамента Математики в Университете штата Нью-Мексико, США. Его контактные данные: e-mail: smarand@unm.edu; fsmarandache@yahoo.com; http://www.gallup.unm.edu/~smarandache

Лариса Борисова — физик-теоретик, специалист в области Общей Теории Относительности Эйнштейна и гравитационных волн. В 1970-х она разработала хронометрически инвариантную интерпретацию классификации пространств Эйнштейна, предложенной известным математиком Петровым в 1950-х. Она является автором 8 книг и многих статей по Общей Теории Относительности и теории детектирования гравитационных волн, а также автором теории неквантовой телепортации и зеркальной вселенной (совместно с Дмитрием Рабунским).

Лариса Борисова — ассоциированный редактор "Progress in Physics", "Journal of Appl. Math. and Statistics" и других научных журналов. Её контактные данные: e-mail: lborissova@yahoo.com; http://www.geocities.com/ptep_online

Нейтрософия — теория, созданная Флорентином Смарандаке в 1995 году как обобщение диалектики. Нейтрософия изучает происхождение, природу и свойства нейтральностей.

В этой книге нейтрософские методы, примененные для исследования пространства-времени Эйнштейна, предсказывают новые типы траекторий и частиц “смешанного” типа, неизвестные ранее: обладающих одновременно свойствами досветовых массовых частиц и безмассовых светоподобных частиц-фотонов (неизотропно-изотропные траектории); обладающих свойствами безмассовых частиц-фотонов и свехсветовых массовых частиц-тахионов (изотропно-неизотропные траектории). Показано, что такие частицы могут наблюдаться в некоторых явлениях природы.

В математике известны Смарандаке-геометрии, их главным свойством является S-отрицание одной или нескольких аксиом (аксиома отрицается как минимум двумя способами или, альтернативно, является истинной и ложной одновременно). Применяя S-отрицание к четырем сигнатурным условиям пространства-времени Эйнштейна, мы получаем четыре типа новых базовых пространств для Общей Теории Относительности. В пространстве 4-го типа возможна телепортация обычных фотонов, а также существование виртуальных фотонов — частиц, предсказанных квантовой электродинамикой как посредников, мгновенно переносящих взаимодействие между обычными частицами.

ISBN 1-931233-06-3
52995>
9 781931 233064